EINFLUSS NICHTMAGNETISCHER TEILCHEN AUF DIE KOERZITIVFELDSTÄRKE UND DIE ANFANGSSUSZEPTIBILITÄT

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Hans Georg Brion
aus Göttingen

Göttingen 1974

EINFLUSS NICHTMAGNETISCHER TEILCHEN AUF DIE KOERZITIVFELDSTÄRKE UND DIE ANFANGSSUSZEPTIBILITÄT

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Hans Georg Brion
aus Göttingen

Göttingen 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Univ.-Doz. Dr. E. Nembach

Korreferent: Prof. Dr. P. Haasen

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Februar 1974

Inhalt

1. Einleitung 1

1.1. Einführung 1

1.2. Problemstellung und Zielsetzung 2

2. Experimentelle Methoden 4

2.1. Herstellung und Behandlung der Proben 4

2.1.1. Einkristallzucht 4

2.1.2. Probenpräparation 6

2.1.3. Wärmebehandlung 7

2.2. Meßeinrichtung 12

2.2.1. Meßmethode 12

2.2.2. Aufbau der Meßeinrichtung 16

2.2.2.1. Verstärker 17

2.2.2.2. Ziehvorrichtung 18

2.2.2.3. Integrator 21

2.2.2.4. Stromversorgung der Feldspulen 22

3. Experimentelle Ergebnisse 23

3.1. Anisotrope Potentiale 23

3.1.1. Kristallenergie 23

3.1.2. Entmagnetisierende Energie 27

3.2. Sättigungsmagnetisierung 27

3.2.1. Temperaturabhängigkeit und Curie Punkt 27

3.2.2. Abhängigkeit vom ausgeschiedenen Volumenbruchteil γ' 31

3.2.2.1. Volumenbruchteil v als Funktion der Auslagerungstemperatur 31

3.2.2.2. Separation der γ'-Phase 35

3.3. Koerzitivfeldstärke 36
3.3.1. Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser d 36

3.4. Anfangssuszeptibilität 42
3.4.1. Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser d 42

4. Diskussion der Ergebnisse 45

4.1. Zur Theorie der behinderten Bloch-Wand-(BW)-Bewegung 45
4.1.1. Koerzitivfeldstärke H_c 45
4.1.1.1. Starre BW 48
4.1.1.2. Flexible BW 52

4.1.2. Anfangssuszeptibilität χ_a 59
4.1.2.1. Starre BW 59
4.1.2.2. Flexible BW 60

4.1.3. Elementare Wechselwirkungskraft BW-nichtmagnetisches Teilchen 63

4.2. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie 66
4.2.1. Koerzitivkraft H_c als Funktion vom Teilchendurchmesser d 66
4.2.2. Anfangssuszeptibilität als Funktion vom Teilchendurchmesser d 73
4.2.3. Zusammenhang zwischen Koerzitivkraft bzw. Anfangssuszeptibilität und ausgeschiedenem Volumenbruchteil v 80

5. Zusammenfassung 81

6. Literaturverzeichnis 83

1. Einleitung

1.1 Einführung

Das magnetische Verhalten ferromagnetischer Werkstoffe wird durch verschiedenartige Gitterstörungen stark verändert. Solche Störungen können Korngrenzen, Versetzungen, Eigenspannungen und Einschlüsse einer zweiten Phase sein. Im Hinblick auf die Entwicklung technisch nutzbarer Werkstoffe mit speziellen magnetischen Eigenschaften wird von dieser Möglichkeit der Beeinflussung magnetischer Kenngrößen vielfach Gebrauch gemacht. [1)]

Trotz einer Vielzahl von Untersuchungen ist eine quantitative und systematische Erfassung des Einflusses von Gitterstörungen auf die Magnetisierungskurve und die magnetische Hysterese bei dem derzeitigen Kenntnisstand nicht möglich. Vereinfachende Modellvorstellungen über die Wirkung bestimmter Störungen auf elementare Magnetisierungsprozesse beschränken sich daher lediglich auf die theoretische Behandlung der charakteristischen Bestimmungsgrößen der Magnetisierungskurve, wie Koerzitivfeldstärke und Anfangssuszeptibilität. Die vorliegenden experimentellen Ergebnisse an überwiegend vielkristallinen Proben sind aber einer theoretischen Analyse schwer zugänglich. Man hat weitgehende Unkenntnis über Art und Anzahl der insgesamt vorhandenen Gitterstörungen, sowie über deren resultierende, im allgemeinen recht komplizierte Wirkungsweise auf die relevanten Magnetisierungsvorgänge. Ähnlich wie in der Kristallplastizität bringt die Beschränkung auf Einkristalle durchschaubarere Verhältnisse.

Zahlreiche experimentelle Arbeiten an Ni-Einkristallen, deren Versetzungsstruktur gut bekannt ist, beschäftigen sich mit dem Einfluß von Versetzungen auf die Koerzitivfeldstärke,

und die Anfangssuszeptibilität. Hier konnten klare Ergebnisse erzielt werden, die in befriedigender Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen sind. Undurchsichtig ist die Situation dagegen bei Einschlüssen. Es liegen keinerlei Experimente an Einkristallen vor. Ein zusammenfassender Bericht über dieses Gebiet wurde von TRÄUBLE gegeben. [2)]

1.2. Problemstellung und Zielsetzung

Messungen an vielkristallinen Proben zeigen, daß Ausscheidungen meistens zu einer Zunahme der Koerzitivfeldstärke führen. Zum Verständnis dieser magnetischen Härtung ist nach der Wechselwirkung des Einschlusses auf den elementaren Magnetisierungsvorgang zu fragen. Bei kleinen Magnetisierungsänderungen im Bereich der Koerzitivfeldstärke, im folgenden H_C-Punkt genannt, kann die Ummagnetisierung durch Bloch-Wand (BW)-Bewegung, Drehung des Magnetisierungsvektors aus kristallographisch bestimmten Vorzugsrichtungen und durch Keimbildungsvorgänge erfolgen. Grundsätzlich können alle drei elementaren Magnetisierungsprozesse gleichzeitig eine Rolle spielen, obwohl Keimbildungsvorgänge in großen, magnetisch mehrachsigen Einkristallen nur ausnahmsweise Bedeutung haben. In Kristallen, die am H_C-Punkt parallel zu einer magnetischen Vorzugsrichtung magnetisiert werden, erfolgt die Magnetisierungsänderung durch reine BW-Verschiebung. In diesem Fall läßt sich die Erhöhung der Koerzitivfeldstärke durch Ausscheidungen auf eine Behinderung der BW-Bewegung zurückführen. Infolge der Wechselwirkung mit Teilchen erfährt die BW eine resultierende Kraft, deren Stärke und Vorzeichen von den Eigenschaften des Wand-Types, der Form der Teilchen, deren Verteilung und Anzahl bestimmt wird. Für Wandverschiebungen haben TRÄUBLE[2)] und HAASEN[3)]

je einen Ausdruck für die Koerzitivfeldstärke in Abhängigkeit von der elementaren Wechselwirkungskraft BW-Einschluß und der Teilchenzahldichte berechnet.

Die elementare Wechselwirkungskraft von einem magnetischen Einschluß auf eine 180°-Wand in einer ferromagnetischen Matrix setzt sich entsprechend einer Darstellung von DIJKSTRA und WERT[3)] aus drei Anteilen zusammen. Elastische Wechselwirkung über das Spannungsfeld um das Teilchen auf die magnetostriktiven Verzerrungen der BW. Fremdkörperwechselwirkung, die auf der Reduktion des energetisch höher liegenden BW-Volumens durch das unmagnetische Teilchen beruht. Streufeldwechselwirkung, die aus dem Unterschied in der Streufeldenergie eines nichtmagnetischen Einschlusses im einheitlich magnetisierten Bereich (Dipol) und in einer 180°-Wand (Quadrupol) resultiert. Normalerweise treten diese drei Effekte bei Ausscheidungen gleichzeitig auf. Die beiden oben zitierten theoretischen Abschätzungen für die makroskopische Größe Koerzitivfeldstärke enthalten Vorschriften, wie sich Wechselwirkungskräfte verschiedener physikalischer Natur überlagern.

In dieser Arbeit wird der Einfluß von Ausscheidungen auf die Koerzitivfeldstärke und Anfangssuszeptibilität untersucht, mit dem Ziel Ergebnisse zu erhalten, die eine Analyse im Hinblick auf bestehende Theorien zulassen. Nach obigen Ausführungen ist ersichtlich, daß erhebliche Anforderungen an die Meßproben gestellt werden müssen. Am H_C-Punkt sollte die Magnetisierungsänderung überwiegend durch den Prozeß der BW-Bewegung ablaufen. Die Wechselwirkung der Teilchen auf die Bloch-Wände muß bekannt und in kontrollierbarer Weise zu ändern sein. Dazu müssen Kenntnisse vorliegen über die magnetischen Eigenschaften, die Form, die Größe und die Verteilung der Ausscheidungen.

Für die Untersuchungen, über die im folgenden berichtet wird, wurde als Modellsubstanz ein austenitischer Stahl gewählt, der unterhalb von 860°C eine zweite Phase ausscheidet. Solche Legierungssysteme aus der Reihe der hochwarmfesten Stähle besitzen bei hohen Betriebstemperaturen eine außerordentliche mechanische Härte aufgrund von kugelförmigen Teilchen einer zweiten Phase (γ')[5,6]. Wegen der großen technischen Bedeutung dieser Werkstoffe hat man gute Kenntnis von ihrem Ausscheidungsverhalten. Die γ'-Teilchen Dispersion der hier verwendeten Legierung wurde im Hinblick auf diese Arbeit elektronenmikroskopisch am Institut untersucht[7]. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse lassen sich Größe und Anzahl der ausgeschiedenen Teilchen definiert variieren.

In dieser Arbeit wird an einkristallinen Proben die Koerzitivfeldstärke und die Anfangssuszeptibilität als Funktion des ausgeschiedenen Volumenbruchteils der γ'-Phase und des Teilchendurchmessers gemessen.

2. Experimentelle Methoden

2.1. Herstellung und Behandlung der Proben

2.1.1. Einkristallzucht

Ausgangsmaterial war eine Legierung der Firma Henry Wiggin & Company Limited, England, die kommerziell unter dem Handelsnamen PE 16 zu erhalten ist. Die Lieferung erfolgte als Draht von 2,64 mm Durchmesser und 90 cm Länge. Die Zusammensetzung wurde wie folgt von der Firma angegeben (Gew %):

C	Si	Cu	Fe	Mn	Mg	Cr	Ti
0,06	0,19	0,03	33,9	0,07	--	16,6	1,16

Al	Co	Mo	Ni	Pb	B	Zr
1,17	0,20	3,35	43,2	0,0005	0,0002	0,035

Aus dieser Legierung wurden im Zonenschmelzverfahren Einkristalle hergestellt. Die Aufheizung erfolgte induktiv durch Hochfrequenz indirekt über einen Graphitaufnehmer. Die Liquidustemperatur beträgt 1355°C und die Solidustemperatur 1310°C.

Die Ausgangsdrähte wurden in ca. 15 cm lange Stäbe geschnitten, deren Oberfläche mechanisch gereinigt und poliert wurde. Diese Rohlinge wurden in Keramiktiegeln (Alsint) von ca. 0,4 cm Innendurchmesser zentrisch mit Aluminiumoxidpulver eingestampft. Den Tiegel umgab ein Graphitrohr als induktiver Aufnehmer, dessen Wandstärke größer als die Eindringtiefe des elektromagnetischen HF-Feldes war. Zwei weitere ineinandergesteckte Al_2O_3-Tiegel verminderten die Wärmestrahlung nach außen. Am äußersten Tiegel befand sich eine Halterung zum Absenken der Tiegelanordnung durch die Arbeitsspule eines Hochfrequenzgenerators (Fa. Phillips, 12 kW Generator 0,5 MHz). Um Entmischungsvorgänge zu vermeiden, mußte eine relativ hohe Absenkgeschwindigkeit gewählt werden (48 cm/h). Über ein Al_2O_3-Rohr konnte durch die Tiegelöffnung Argon auf den eingebetteten Rohling geblasen werden, so daß eine Oxidation der Oberfläche weitgehend vermieden wurde.

Die Einkristallausbeute konnte gesteigert werden, indem 3 bis 4 cm vom unteren Ende des Rohlings Taillen eingeschliffen wurden, die auf Wachstumskeime unterschiedlicher Orientierung selektiv wirken. Die erhaltenen einkristallinen Stäbe waren statistisch orientiert. Sie wurden als Keime für die Erstellung von Proben bestimmter Orientierungen des Standarddreieckes verwandt.

Nach dem LAUE Rückstrahlverfahren wurden Kipprichtung und Kippwinkel bestimmt, unter denen ein Keim an einen Rohling zu schweißen war, damit die gewünschte Kristallorientierung bei ungestörtem Wachstum über die Schweißstelle in Richtung

der Stabachse fiel. Für Kippwinkel größer als 8^{o} war ein ungestörtes Wachstum in der Regel nicht gewährleistet. In solchen Fällen mußten zunächst Kristalle mit Übergangsorientierungen erstellt werden, die sich in Winkelschritten von 8^{o} der gewünschten Orientierung näherten und die dann wieder als Keim verwandt wurden. Das Zusammenschweißen von Keim und Rohling erfolgte unter Vakuum im Elektronenstrahlofen. In einer besonderen Probenhalterung, die auch im Elektronenstrahlofen montiert werden konnte, wurde der Keim unter röntgenographischer Kontrolle an der LAUE Apparatur gekippt. Die Aufschmelzzone des Keimes in der Arbeitsspule des HF-Generators konnte auf $\leq$ 0,5 cm bestimmt werden, indem der Graphitmantel nur teilweise über den Keim geschoben und eine Aufheizzeit von 15 min eingehalten wurde.

Auf diese Weise konnten Einkristalle der Orientierung ⟨110⟩ erhalten werden, deren maximale Abweichung 2^{o} betrug.

2.1.2. Probenpräparation

Besondere Sorgfalt mußte auf die Herausnahme der einkristallinen Stäbe aus dem inneren dünnen Tiegel verwandt werden. Meistens war das Al_2O_3-Pulver zusammengebacken und der Tiegel mußte daher vorsichtig aufgeschlagen werden, ohne den Kristall zu beschädigen. Die Oberfläche wurde zunächst schrittweise mit Schmirgelpapier abnehmender Korngröße geschliffen, um noch anhaftendes Al_2O_3-Pulver zu entfernen und die durch die Korngröße des Pulvers bedingte Rauhigkeit zu glätten. Danach wurden die Kristalle in einem Polierbad folgender Zusammensetzung bei Raumtemperatur (RT) elektrolytisch poliert:

430 ml	H_3PO_4
25 ml	H_2SO_4
50 g	CrO_3

Die Stromdichte betrug etwa 1 A/cm^2.

Besonders bewährt zur Prüfung auf Korngrenzen hat sich ein Ätzmittel folgender Zusammensetzung:

1 Teil HCl 1 Teil HNO_3 1 Teil H_2O_2
1 Teil HF 5 Teile Methanol

Die Lösung mußte für jede Ätzung neu angesetzt werden, da sie nach kurzer Zeit unbrauchbar wurde.

Die röntgenographische Orientierungsbestimmung erfolgte auf einer Stirnfläche des Kristalls und wurde zur Kontrolle ebenfalls auf der zweiten durchgeführt. Die Abweichungen waren $\leq 1^{\circ}$.

Aus den 13-15 cm langen einkristallinen Stäben wurden aus der Mitte mit einer Laubsäge je zwei 4 cm lange Proben geschnitten. Keine der verwendeten Proben kam von einem Stück des Kristalls, das näher als 2 cm zum unteren bzw. oberen Ende lag. Die Schnittflächen wurden ebenfalls mechanisch und elektrolytisch poliert. Die Schnittkanten wurden zur Herabsetzung des entmagnetisierenden Feldes abgerundet.

2.1.3. Wärmebehandlung

PE 16 ist ein austenitischer (kfz. Struktur) Stahl, der bei Temperaturen unterhalb von $860^{\circ}C$ eine zweite Phase γ' mit der Bruttoformel $Ni_3(Al,Ti)$ ausscheidet. Diese zweite Phase tritt in Form kohärenter, kugelförmiger Teilchen auf, die ebenfalls kfz. Struktur haben und geordnet sind. Die Ni-Atome befinden sich auf den Flächenmitten der Elementarzelle und die Al- und Ti-Atome sind statistisch auf den Ecken verteilt. Fig. 1 zeigt eine typische elektronenmikroskopische Transmissionsaufnahme[7] (Hellfeldabbildung), die deutlich die Kugelform der Ausscheidungen wiedergibt.

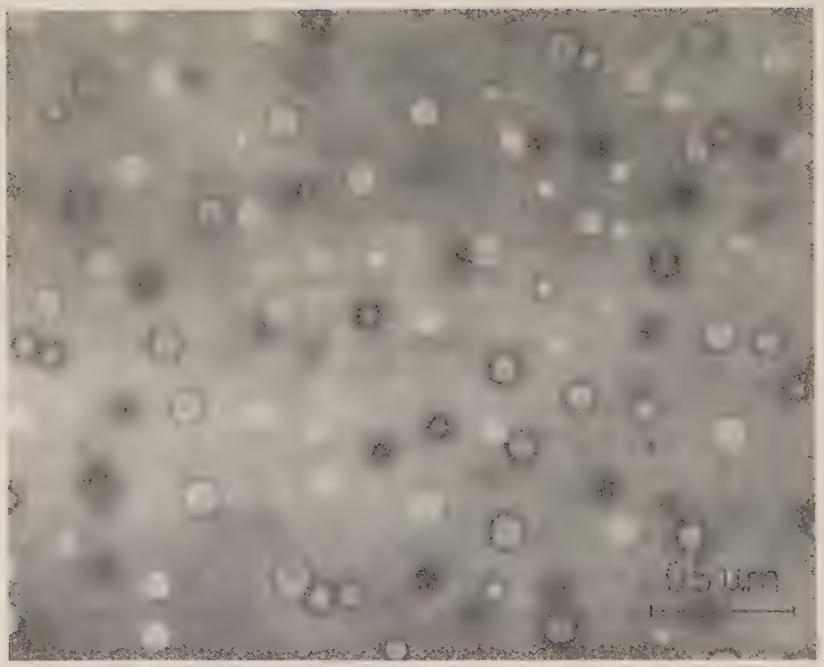


Fig. 1 Elektronenmikroskopische Transmissionsaufnahme von $Ni_3(Al,Ti)$-Ausscheidungen in PE 16 (C.K.CHOW[37])

Die Teilchen sind spannungsfrei in die Matrix eingebettet. Die Gitterkonstante der Matrix wird mit 3,5925 Å und die der Teilchen mit 3,5915 Å angegeben[5]. Die Fehlpassung beträgt -0,03%. Aus eigenen Messungen mit dem Röntgendiffraktometer wurde für die für kurze Zeit bei 750°C ausgelagerte Legierung $3,5923 \pm 5 \cdot 10^{-4}$ Å erhalten. Die Auswertung von Debye-Scherrer-Aufnahmen der γ- und γ'-Phase ergaben bei wesentlich geringerer Auflösung keinen Unterschied in der Gitterkonstanten (s.Abschnitt 3.2.1.2.). Es wurde übereinstimmend $3,591 \pm 5 \cdot 10^{-3}$ Å gefunden. Eine Abschätzung der

thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Matrix und Teilchen zeigt, daß eine geringe Fehlpassung auch bis zur Temperatur des flüssigen Stickstoffes gewährleistet ist.

Durch eine Wärmebehandlung läßt sich sowohl der ausgeschiedene Volumenbruchteil als auch der mittlere Teilchendurchmesser variieren. Bei vorgegebener Auslagerungstemperatur im Bereich $750^{o}C \leq T < 860^{o}C$ vollzieht sich der Ausscheidungsprozeß in zwei Stufen: Während der ersten Minuten der Wärmebehandlung entstehen aufgrund der leichten Keimbildung viele kleine Partikel und die Matrix erreicht ihre Gleichgewichtskonzentration. Im zweiten Schritt wachsen große Partikel auf Kosten von kleinen. Wichtig ist, daß während der Koagulation der ausgeschiedene Volumenanteil konstant bleibt und nicht mehr von der Auslagerungszeit abhängt.

CHOW[7)] hat an polykristallinem Material dieser gleichen Legierung das Ausscheidungsverhalten elektronenmikroskopisch untersucht. Er findet, daß die Verteilung der Teilchengrössen durch die Wagner-Lifschitz-Verteilung wiedergegeben wird mit einer Halbwertsbreite von 0,4 d, wobei d der mittlere Teilchendurchmesser ist. d wächst proportional zur dritten Wurzel aus der Auslagerungszeit. Fig. 2 zeigt d als Funktion der Auslagerungszeit t in doppeltlogarithmischer Auftragung.

Im Zusammenhang mit dieser Arbeit hat CHOW an einigen einkristallinen Proben mit gleicher Wärmebehandlung wie das entsprechende polykristalline Material die Teilchendurchmesser elektronenmikroskopisch vermessen. Es wurde keine Abweichung von Teilchenform und Verteilung, sowie der in Fig. 2 dargestellten Zeitabhängigkeit festgestellt. Die offenen Meßpunkte in Fig. 2 geben diese Ergebnisse wieder.

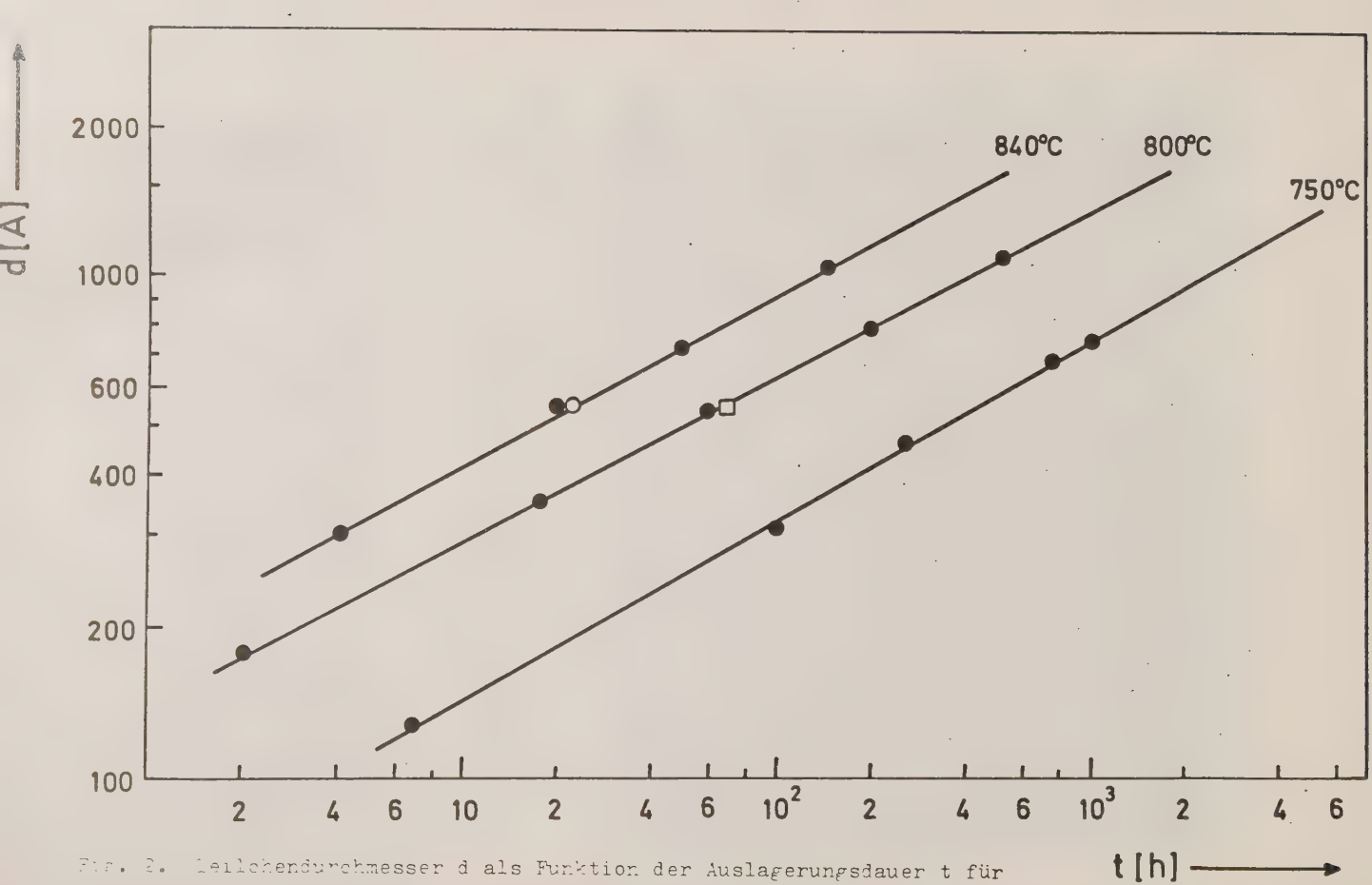


Fig. 2. Teilchendurchmesser d als Funktion der Auslagerungsdauer t für 3 Temperaturen 750°C, 800°C und 840°C. Der ausgeschiedene Volumenanteil v ist entsprechend 0,11, 0,031 und 0,036. [7]

Da das Ausscheidungsverhalten dieser Legierung aber kritisch von den einzelnen Komponenten abhängt, wie eigene Schmelzversuche gezeigt haben, ist dies ein starker Hinweis darauf, daß sich die Zusammensetzung bei der Einkristallzucht durch mögliche Zonenreinigungseffekte nicht geändert hat.

Zur Wärmebehandlung wurden die Proben in Edelstahlröhrchen verpackt und in Quarzampullen unter Argonatmosphäre von 200-300 Torr eingeschmolzen. Um definierte Ausgangsbedingungen zu haben, wurden die Proben zunächst 4 h bei 1200 $\pm$ 20°C homogenisiert. Grundsätzlich hätte eine tiefere Temperatur oberhalb 860°C zur Homogenisierung ausgereicht, aber es zeigte sich, daß mit höheren Temperaturen andere Gitterstörungen, im wesentlichen Kleinwinkelkorngrenzen, ausheilen. Die kritische Schubspannung einer Probe, die bei 1200°C homogenisiert wurde, lag um 15% niedriger als die eines Kristalls, dessen Homogenisierung nur bei 1000°C erfolgte[6]. Im Vergleich dazu nahm die Koerzitivfeldstärke sogar um 75% ab. Die Proben wurden in Wasser abgeschreckt. Obwohl die Abkühlgeschwindigkeit durch die Quarzampulle verlangsamt wurde und die Proben noch einige Sekunden rot glühend im Wasser sichtbar waren, zeigten die elektronenmikroskopischen Untersuchungen, daß noch keine Teilchen erkennbar waren. Dieser Befund wurde auch durch Messung der Sättigungsmagnetisierung bestätigt (Abschnitt 3.2.2.). Überhaupt war die Sättigungsmagnetisierung ein gutes Maß zur weiteren Prüfung der Proben auf ihre Zusammensetzung. Kristalle, deren Sättigungsmagnetisierung im homogenisierten Zustand merklich vom Wert polykristalliner Proben abwich, wurden nicht verwendet.

Um die Keimbildung zu erleichtern und eine homogene Teilchenverteilung zu erreichen, wurden alle Proben bei 700 $\pm$ 5°C 2 h vorgekeimt und danach wieder in Wasser abgeschreckt.

Nach dieser thermischen Vorbehandlung wurden die Kristalle zur Auslagerung bei verschiedenen Temperaturen und Zeiten verwendet.

Die Auslagerungsöfen wurden durch einen elektronischen Regler gesteuert. Die Temperaturkonstanz an einem Tag war besser als $\pm$ 0,25°C und die Langzeitschwankung kleiner als $\pm$ 0,5°C. Über den Querschnitt des Ofens wurde eine Temperaturdifferenz von $\pm$ 1°C gefunden und über die Länge der benutzten Ofenzone war die Temperatur auf $\pm$ 0,5°C konstant. Bei einem maximalen Fehler von 2,25°C beträgt die Abweichung vom Wert des mittleren Teilchendurchmessers 2%. Die Kristalle wurden bei 3 Temperaturen 750°C, 800°C und 840°C ausgelagert.

2.2 Meßeinrichtung

Zunächst eine Vorbemerkung zum Maßsystem, in dem die magnetischen Größen angegeben werden. In dieser Arbeit wird das praktische Maßsystem verwandt. Für den Zusammenhang zwischen Induktion B, dem Magnetfeld H und der Magnetisierung M von Materie gilt: $B = \mu_o H + M$ mit $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vsec/Am. Die Feldstärke wird in A/m und die Magnetisierung in Tesla (1T = 1 Vsec/m^2) angegeben. In diesem System hat beispielsweise Fe eine Sättigungsmagnetisierung von ca. 2 T. Der Entmagnetisierungsfaktor einer Kugel beträgt $\frac{1}{3}$.

2.2.1. Meßmethode

Zur Bestimmung der magnetischen Kenngrößen wurde eine Apparatur gebaut, mit der die Magnetisierung einer Probe direkt als Funktion des angelegten Feldes bestimmt werden konnte. Alle Messungen wurden bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffes (77 K) durchgeführt, da bei Raumtemperatur die Le-

gierung PE 16 nicht magnetisch ist. Bei 77 K sind homogene Legierung und die Matrix ferromagnetisch, während die γ'-Phase nicht ferromagnetisch ist.

Das Meßverfahren beruht auf der Flußänderung in einer Aufnehmerspule durch eine Probe, die aus der Aufnehmerspule herausbewegt wird und dadurch eine Spannung induziert. Fig. 3 zeigt die Spulenanordnung. Durch zwei aufeinandergewickelte Feldspulen FSP I (4820 Wdgn.Cul. d=1 mm, 10 Lagen auf Cu-Rohr l =52 cm, d=2,2 cm) und FSP II (481 Wdgn.Cul. d=1 mm, 1 Lage auf FSP I) wird ein homogenes Magnetfeld erzeugt. In den Feldspulen befinden sich eine Aufnehmerspule ASP (5450 Wdgn.Cul. d=0,1 mm, 42 Lagen auf Al-Rohr l=1,4 cm, d=0,8 cm) und eine Kompensationsspule KSP (gleiche Daten wie ASP auf gleichem Rohr), die gegenpolig hintereinandergeschaltet sind. Eine Feldschwankung induziert in beiden Spulen die gleiche Spannung mit entgegengesetztem Vorzeichen, so daß ihre Summe Null ergibt.

Sei H_a das durch die Feldspule erzeugte Feld. Der magnetische Fluß Φ_1 durch die Aufnehmerspule bei Anwesenheit einer Probe ergibt sich dann:

$$\Phi_1 = (\mu_o H + M)q_1 + \mu_o H(q_2 - q_1) \qquad (2.1.)$$

mit q_1=Probenquerschnitt, q_2=Windungsquerschnitt der Aufnehmerspule ($q_2 > q_1$) und H=wahres inneres Feld. Zwischen dem angelegten Feld H_a und dem wahren inneren Feld H besteht der Zusammenhang:

$$H = H_a - \frac{1}{\mu_o} N \cdot M \qquad (2.2.)$$

wobei N der ballistische Entmagnetisierungsfaktor ist[8].

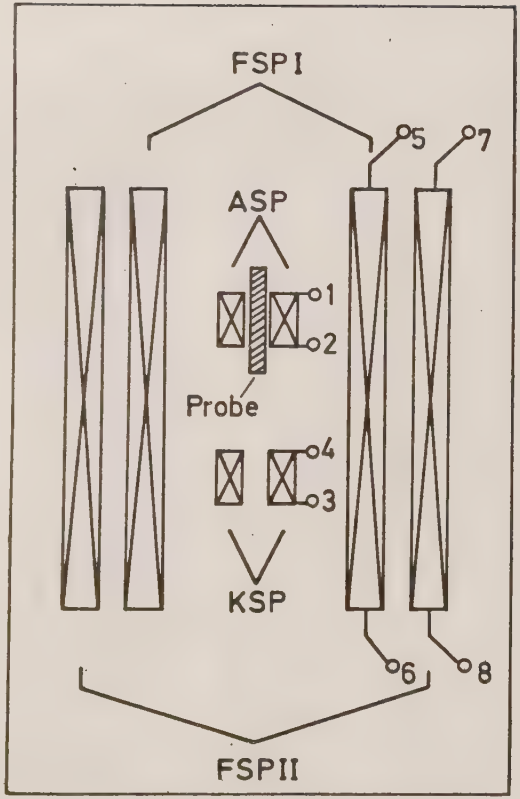


Fig. 3. Spulenanordnung im Dewar Gefäß.

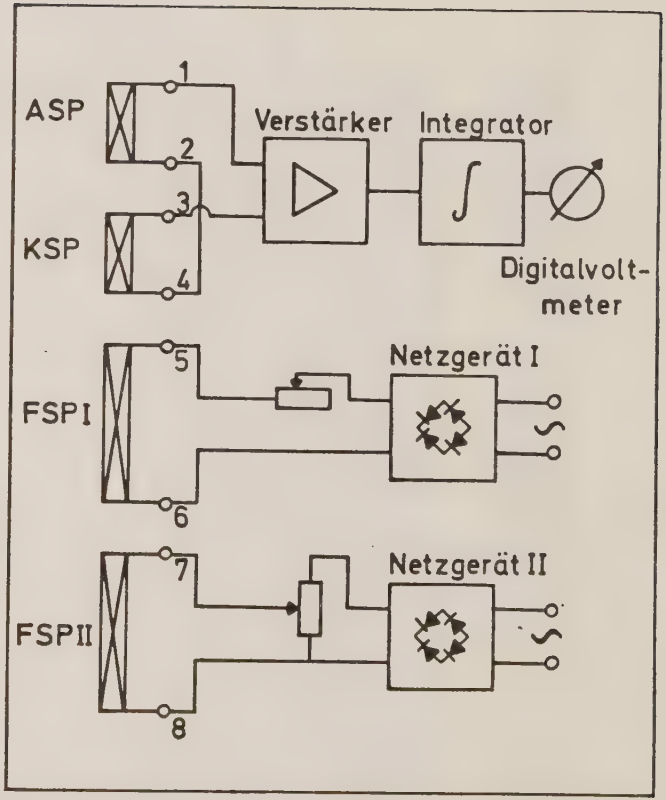


Fig. 4. Blochschaltbild der Meßapparatur

(2.2.) in (2.1.) ergibt:

$$\Phi_1 = \mu_o H_a q_2 + M\, q_1 (1 - N\frac{q_2}{q_1})$$

Der magnetische Fluß ohne Probe in der Aufnehmerspule ist gegeben durch:

$$\Phi_2 = \mu_o H_a q_2$$

Damit ist die Flußänderung $\Delta\Phi$ beim Herausziehen der Probe aus der Aufnehmerspule:

$$\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1 = M q_1 (N\frac{q_2}{q_1} - 1) \qquad (2.3.)$$

Nach dem Faradayschen Induktionsgesetz ist die Differenz der Induktionsflußwerte proportional zum Spannungsstoß $\int U_{ind} dt$, wobei U_{ind} die in der Aufnehmerspule induzierte Spannung ist. Wie (2.3.) zeigt, wird bei dieser Methode die Flußänderung lediglich durch die Magnetisierung der Probe bewirkt und es wird somit direkt M bestimmt. Allerdings ist die so gemessene Magnetisierung als Funktion des angelegten Feldes um den Faktor $(1 - \frac{q_2}{q_1} N)$ kleiner als die wahre Magnetisierung der Probe. Der Entmagnetisierungsfaktor N berücksichtigt das entmagnetisierende Feld der Probe, um das das angelegte Feld verkleinert wird. Ferner ist die Windungsfläche q_2 der Aufnehmerspule größer als der Probenquerschnitt q_1. Daher schließen sich in der Luft außerhalb der Probe aber innerhalb der Spule Flußlinien, die zur Flußänderung und damit zum gemessenen Spannungsstoß nicht beitragen. Diese Luftlinienkorrektur kommt durch die Größe $\frac{q_2}{q_1}$ zum Ausdruck. Schätzt man den Faktor $(1 - N\frac{q_2}{q_1})$ mit $N = 2{,}099 \cdot 10^{-3}$ ab[8], so ergibt sich, daß die Magnetisierung um 4% zu klein gemessen wird.

Durch Verwendung einer hochreinen (99,999%), weichgeglühten Ni-Probe mit gleichen geometrischen Abmessungen wie die Meßproben konnte die Apparatur über die Sättigungsmagnetisierung M_S geeicht werden. Experimentell ergab sich bei N_2-

Temperatur aus den Spulen- und Gerätedaten mit Korrektur $M_S = 65{,}0 \cdot 10^{-2}$ T $\pm$ 2% (6500G). 1% betrug der Fehler bei der Bestimmung des Probenquerschnitts, der über die Probenlänge nicht völlig konstant war. Mit 3% ließ sich der Fehler der Apparatur abschätzen (je 1% Spulendaten und 2% Elektronik). Wichtig für die Meßergebnisse ist aber, daß hier der relative Fehler maximal nur 2% beträgt, wenn an der gleichen Probe gemessen wurde.

Der Literaturwert für die Sättigungsmagnetisierung von Ni bei 77 K läßt sich aus dem Wert bei 0 K und der Temperaturabhängigkeit bestimmen. Man erhält: $64{,}03 \cdot 10^{-2}$T (6403 G). Die Übereinstimmung ist befriedigend.

2.2.2. Aufbau der Meßeinrichtung

Fig. 4 zeigt ein Blockschaltbild der Apparatur. Durch eine Ziehvorrichtung (Abschnitt 2.2.2.4.) konnte die Probe aus der Aufnehmerspule gezogen werden. Die induzierte Spannung wurde verstärkt, elektronisch integriert und digital abgelesen. Die Feldstärke der Feldspulen wurde durch den Spulenstrom gemessen und aus den Spulendaten bestimmt.

Die Koerzitivfeldstärke erhielt man dadurch, daß nach vorangegangener Sättigung der Probe im Bereich kleiner positiver und negativer Magnetisierung gemessen und dann die Feldstärke für Magnetisierung Null interpoliert wurde. Die Abmagnetisierung zur Bestimmung der Anfangssuszeptibilität erfolgte thermisch, d.h. Erwärmung der Probe auf Raumtemperatur und dann Abkühlung im feldfreien Raum. Aus der Anfangssteigung der Neukurve erhielt man die Anfangssuszeptibilität.

Die Spulenanordnung, wie in Fig. 3 dargestellt, befand sich in einem Dewar-Gefäß, das mit flüssigem Stickstoff gefüllt wurde. Um dieses Gefäß war ein 1 cm dicker Cu-Mantel zur

Abschirmung von Wechselfeldern. Drei orthogonale Helmholtzspulen kompensierten das Erdfeld im Probenraum auf $<10^{-1}$ A/m (< 1 mOe), was mit einer Förster Sonde kontrolliert wurde.

2.2.2.1. Verstärker

Als Verstärker wurde ein Nanovolt Null Detektor der Firma Keithley Instruments Inc. Modell 147 benutzt. Das Gerät hat 16 Meßbereiche von 30 nV Vollausschlag bis 100 mV und einen $\pm$ 1 V, 1 mA Analogausgang, von dem die Spannung für den Integrator abgenommen wurde. Die Genauigkeit am Ausgang ist $\pm$ 1% vom Vollausschlag des jeweiligen Meßbereiches. In unserem Fall wurde im Bereich 100 µV bis 10 mV gemessen, was einer Verstärkung von 10^4-10^2 entspricht.

Ferner besitzt das Gerät eine Nullpunktsunterdrückung, mit der Spannungen bis zu 120 µV unterdrückt werden konnten. Eine stabile und empfindliche Nullpunktskompensation ist besonders bei integrierten Schaltungen wichtig, da konstante Offsetspannungen ein ständig wachsendes Ausgangssignal am Integrator bewirken.

Das Nanovoltmeter besteht aus einem mechanischen Zerhacker (Hackfrequenz 94 Hz), Wechselspannungsverstärker und einem phasenempfindlichen Gleichrichter, dem ein Gleichspannungsverstärker nachgeschaltet ist. Solche Anordnungen besitzen eine geringe Drift und die Ausgangsspannung ist bei hinreichend großer Zeitkonstanten des phasenempfindlichen Gleichrichters nahezu rauschfrei. Große Zeitkonstante bedeutet aber lange Anstiegszeit und kleine Bandbreite. Die zu verstärkende Eingangsspannung darf sich daher nicht so schnell ändern, daß der Verstärker nicht mehr folgen kann. Für die hier verwendeten Meßbereiche ist die Anstiegszeit (Zeit von

10% bis 90% Vollausschlag) mit 0,5 sec angegeben. Diesem Wert entspricht eine Bandbreite von etwa 0,7 Hz.

Um den von der Probe induzierten Spannungsstoß unverzerrt am Ausgang des Verstärkers zu erhalten, müssen seine Aufbaufrequenzen innerhalb der Bandbreite des Verstärkers liegen. Diese Bedingung ist im wesentlichen dann erfüllt, wenn die Halbwertsbreite der Fouriertransformierten des Spannungsstoßes innerhalb der Bandbreite des Verstärkers liegt. Die Halbwertsbreiten von Spannungsstoß und seiner Spektralfunktion sind umgekehrt proportional zueinander. Die Breite des Spannungsstoßes, bei der eine unverzerrte Übertragung durch den Verstärker gewährleistet ist, ergibt sich daher zu etwa 1,4 sec.

2.2.2.2. Ziehvorrichtung

Die Halbwertsbreite des induzierten Spannungsstoßes läßt sich durch die Ziehgeschwindigkeit, mit der die Probe aus der Aufnehmerspule bewegt wird, variieren. Da der magnetische Kraftflußgradient an den Probenenden größer ist, steigt bei konstanter Ziehgeschwindigkeit der Probe aus dem Aufnehmerspulenkörper die induzierte Spannung zunächst stark an und fällt dann, sobald sich das Probenende außerhalb der Aufnehmerspule befindet, langsam ab. Um die Anstiegsflanke des Spannungsstoßes abzuflachen und die Abstiegsflanke steiler zu machen, wurde eine Ziehvorrichtung konstruiert, die die Probe zu Beginn langsam und dann immer schneller aus der Aufnehmerspule bewegte. Fig. 5 zeigt die Ziehvorrichtung. Auf einer herzförmigen Scheibe, die exzentrisch gelagert ist und von einem Motor mit konstanter Geschwindigkeit gedreht wird, läuft ein Rad, an dem sich eine Stange mit dem Proben halter befindet. Die Form des Exzenters wurde empirisch so bestimmt, daß der Spannungsstoß möglichst symmetrisch war. Die Halbwertszeit war größer als 2 sec.

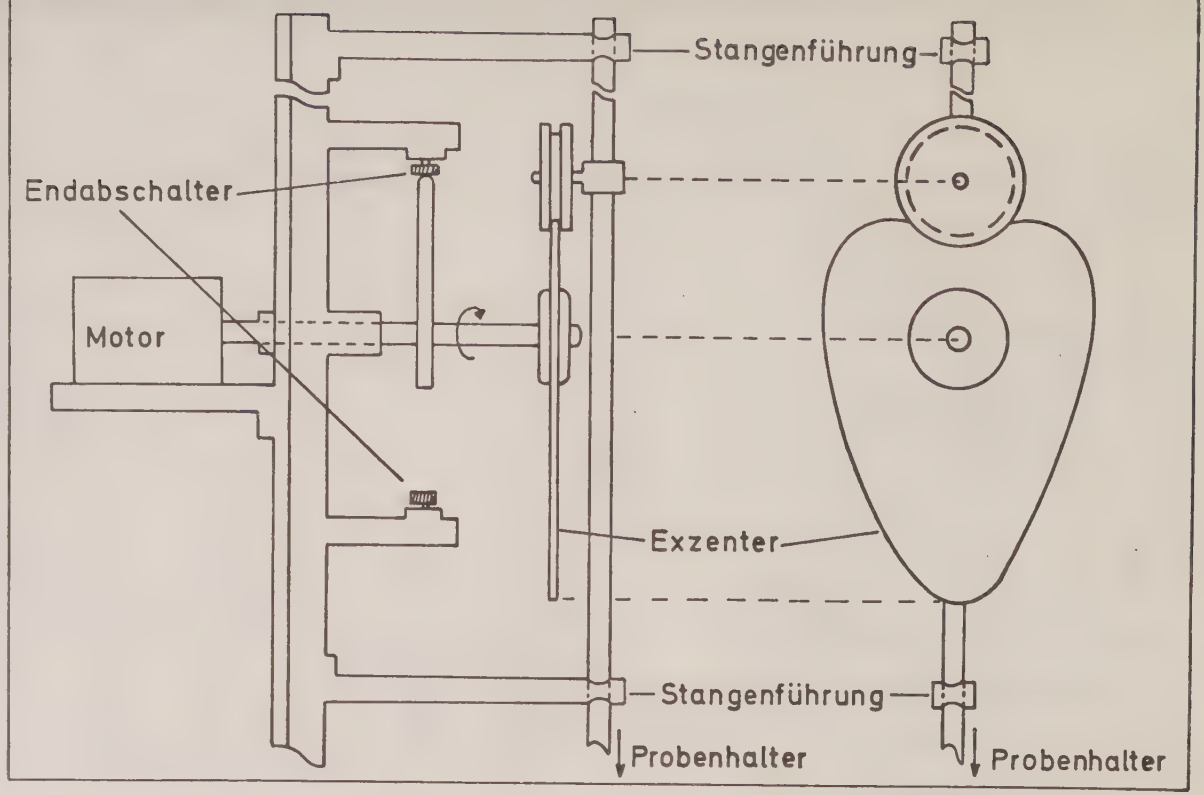


Fig. 5. Ziehvorrichtung in Auf- und Seitenansicht

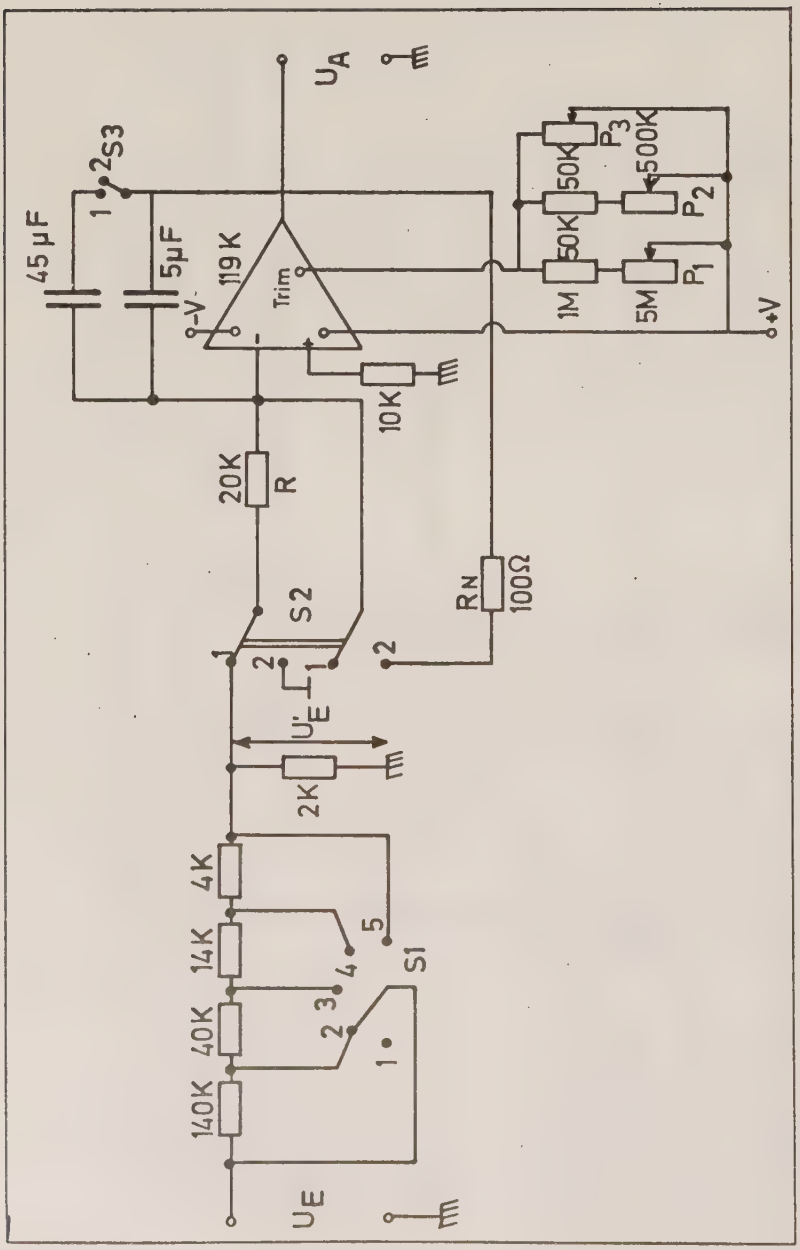


Fig. 6. Schaltbild des Integrators

2.2.2.3. Integrator

Der Integrator wurde im Institut gebaut. Wie aus der Analogtechnik bekannt ist, läßt sich die mathematische Operation der Integration durch einen Operationsverstärker erreichen, der über einen Kondensator gegengekoppelt ist. Fig. 6 zeigt das Schaltbild des Integrators. Steht S2 in Stellung 1, so arbeitet die Schaltung als Integrator. Durch den Spannungsteiler vor S2 läßt sich die Eingangsspannung von U_E auf U'_E heruntersetzen. Am Ausgang erscheint die Spannung $U_A = \frac{1}{RC} \int_0^t U'_E dt$ mit R = 20 K und C = 0,5 F bei S3 in Stellung 2. Bei S2 in Stellung 2 entladen sich die Kondensatoren über R_N. U_A nimmt den Wert Null an und der Integrator ist gelöscht.

Die Empfindlichkeit des Gerätes läßt sich dadurch variieren, indem durch S1 die Eingangsspannung geteilt oder durch S3 die Übertragungskonstante RC verändert wird. Je nach eingestellter Empfindlichkeit ergab 1 Vsec am Eingang 0,010 V bis 10 V am Ausgang. Der Übertragungsfehler durch den Integrator war kleiner als 0,5%.

Durch die Potentiometer P_1, P_2 und P_3 ließ sich die Offsetspannung kompensieren. Die Ausgangsspannungsdrift bei kurzgeschlossenem Eingang und größter Empfindlichkeit betrug 30 µV/sec. Da der Integrator so abgestimmt wurde, daß am Ausgang Spannungen in der Größenordnung 1-14 V auftraten, und ohnehin nur einige Sekunden integriert wurde, war der Driftfehler vernachlässigbar. Der Gesamtfehler des Integrators war somit kleiner als 0.5%.

Das Vorzeichen des Meßsignals am Ausgang richtet sich danach, ob die Probe in die Aufnehmerspule hinein oder aus ihr heraus bewegt wird. Mögliche konstante Driften bei schlechter Nullpunktsunterdrückung ließen sich auch dadurch

eleminieren, indem man über die Absolutwerte von zwei Ausgangsspannungen verschiedenen Vorzeichens mittelte.

2.2.2.4. Stromversorgung der Feldspulen

Die Stromversorgung der beiden Feldspulen erfolgte durch zwei stabilisierte Gleichstromnetzgeräte der Firma Hewlett Packard (in Fig.4 Netzgerät I:Modell 6267B, am Ausgang 0-40 V, 0-20 A; Netzgerät II:Modell 6264B, am Ausgang 0-20 V, 0-20 A). Die Strom- und Spannungsstabilität beider Geräte war besser als 0,03%.

Die Verwendung von zwei aufeinandergewickelten Feldspulen mit getrennter Stromversorgung war nötig, um die Feldstärke über einen Bereich von 10^{-1} - 10^{+5} A/m stetig regeln zu können. FSP I erzeugte bei 1 A ein Magnetfeld von 9270 A/m (116 Oe/A) und FSP II von 917 A/m (11,5 Oe/A).

Für ein konstantes Magnetfeld ist die Stromkonstanz entscheidend. Der Nachteil bei stromstabilisierender Betriebsart war, daß sich Ströme im mA-µA-Bereich nicht stetig in Null regeln ließen. Netzgerät II mit FSP II erweiterte den Feldstärkebereich nach unten. Hier wurden nur kleine Ströme (≤1 A) verwendet und die stetige Regelung auf Magnetfeld Null war wichtig. Eine Veränderung des Spulenwiderstandes durch Erwärmung war nicht zu befürchten und die spannungsstabilisierte Betriebsart konnte gewählt werden. Diese unterschiedliche Betriebsart der beiden Geräte soll durch die Widerstände in Fig. 4 als Spannungsteiler und Vorwiderstand zum Ausdruck kommen.

3. Experimentelle Ergebnisse

3.1. Anisotrope Potentiale

3.1.1. Kristallenergie

Je nach Orientierung eines Einkristalls wird bei Aufmagnetisierung die Sättigungsmagnetisierung schon bei kleineren oder erst bei größeren angelegten Feldstärken erreicht. Die bis zur Sättigung gemessene Magnetisierungsarbeit ist in verschiedenen kristallographischen Richtungen unterschiedlich groß. Diese Erscheinung wird als Kristallanisotropie bezeichnet. Sie wird beschrieben durch die Kristallenergiefunktion F_K, die die Arbeit bei Magnetisierung in verschiedenen Kristallrichtungen für einen unverspannten Kristall bei fester Temperatur angibt. Für kubische Kristalle gilt[9]:

$$F_K = K_o + K_1(\alpha_1^2\cdot\alpha_2^2 + \alpha_2^2\cdot\alpha_3^2 + \alpha_3^2\cdot\alpha_1^2) + K_2\,\alpha_1^2\cdot\alpha_2^2\cdot\alpha_3^2 \quad (3.1.)$$

Höhere Glieder können im allgemeinen vernachlässigt werden. α_1, α_2 und α_3 sind die Richtungskosinus der Magnetisierung bzgl. der kubischen Achsen. K_o, K_1 und K_2 sind die Konstanten der Kristallenergie. K_o ist winkelunabhängig und an sich überflüssig, da normalerweise nur die Energieänderung von F_K bei Drehung der Magnetisierung im Kristall interessiert.

Um zu gewährleisten, daß am H_c-Punkt die Magnetisierungsänderung im wesentlichen durch BW-Bewegung abläuft, muß eine magnetisch weiche Richtung in Feldrichtung liegen. Für die hier verwendete Probengeometrie und Meßanordnung bedeutet dies, daß eine Vorzugsrichtung mit der Stabachse zusammenfällt.

Zur Bestimmung der leichten Richtung wurde von einem ⟨110⟩-orientierten Kristall eine Scheibe geschnitten mit den Maßen: Höhe 2 mm und Durchmesser 2,6 mm. Eine solche Scheibe mit Basisebene parallel zu {110}-Ebenen hat die Kristallrich-

tungen ⟨100⟩, ⟨110⟩ und ⟨111⟩ als Durchmesser. Bei dieser Probengeometrie sind alle drei Eckorientierungen so angeordnet, daß sie bzgl. der Probenform und damit des Entmagnetisierungsfaktors gleichwertig sind. Fig. 7 zeigt die an einer Kristallscheibe aufgenommene Magnetisierungskurve für die drei Eckrichtungen. Die Probe war 45 min bei 800°C ausgelagert. Die Magnetisierung M ist als Funktion des wahren inneren Feldes (2.2.) aufgetragen. Die Hysterese ist so klein, daß sie bei diesem Maßstab nicht mehr aufgelöst werden kann.

Die Messung lieferte zunächst die Magnetisierung als Funktion der angelegten Spulenfeldstärke H_a. Für die Darstellung der Magnetisierungskurve unabhängig von der Probengeometrie (Fig. 7), erfolgt der Übergang vom angelegten Feld zum wahren inneren Feld üblicherweise durch graphisches Zurückscheren mit Hilfe der Scherungsgeraden $H_e = \frac{1}{\mu_0} N_s M$, wobei H_e das entmagnetisierende Feld der Kristallscheibe senkrecht zur Scheibenachse und N_s der ballistische Entmagnetisierungsfaktor ist. N_s war unbekannt, aber wegen der Scheibengeometrie beträchtlich (Größenordnung 0.3). Daher wurde der lineare Anstiegsteil der gemessenen Magnetisierungskurve auf den linearen Anstiegsteil einer Magnetisierungskurve geschert, die an einer ⟨110⟩-orientierten Probe mit Zylindergeometrie parallel zur Achse aufgenommen und um das entmagnetisierende Feld korrigiert war. Wie aus Fig. 7 ersichtlich, gibt es keine ausgezeichnete Vorzugsrichtung. ⟨110⟩ - und ⟨111⟩ -Richtungen sind beides hinsichtlich der Kristallanisotropie gleich leichte Richtungen. ⟨100⟩ -Richtungen sind schwere Richtungen.

Der Unterschied in der Magnetisierungsarbeit wird physikalisch so verstanden, daß bei Durchlaufen der Magnetisierungskurve in leichter Richtung der Kristall überwiegend durch BW-Bewegung gesättigt wird. In der schweren Richtung laufen zunächst ebenfalls Wand-Bewegungen ab, bis die Probe einheitlich über ihr Volumen in leichter Richtung magnetisiert ist. Zur vollständigen Sättigung wird der Magnetisierungs-

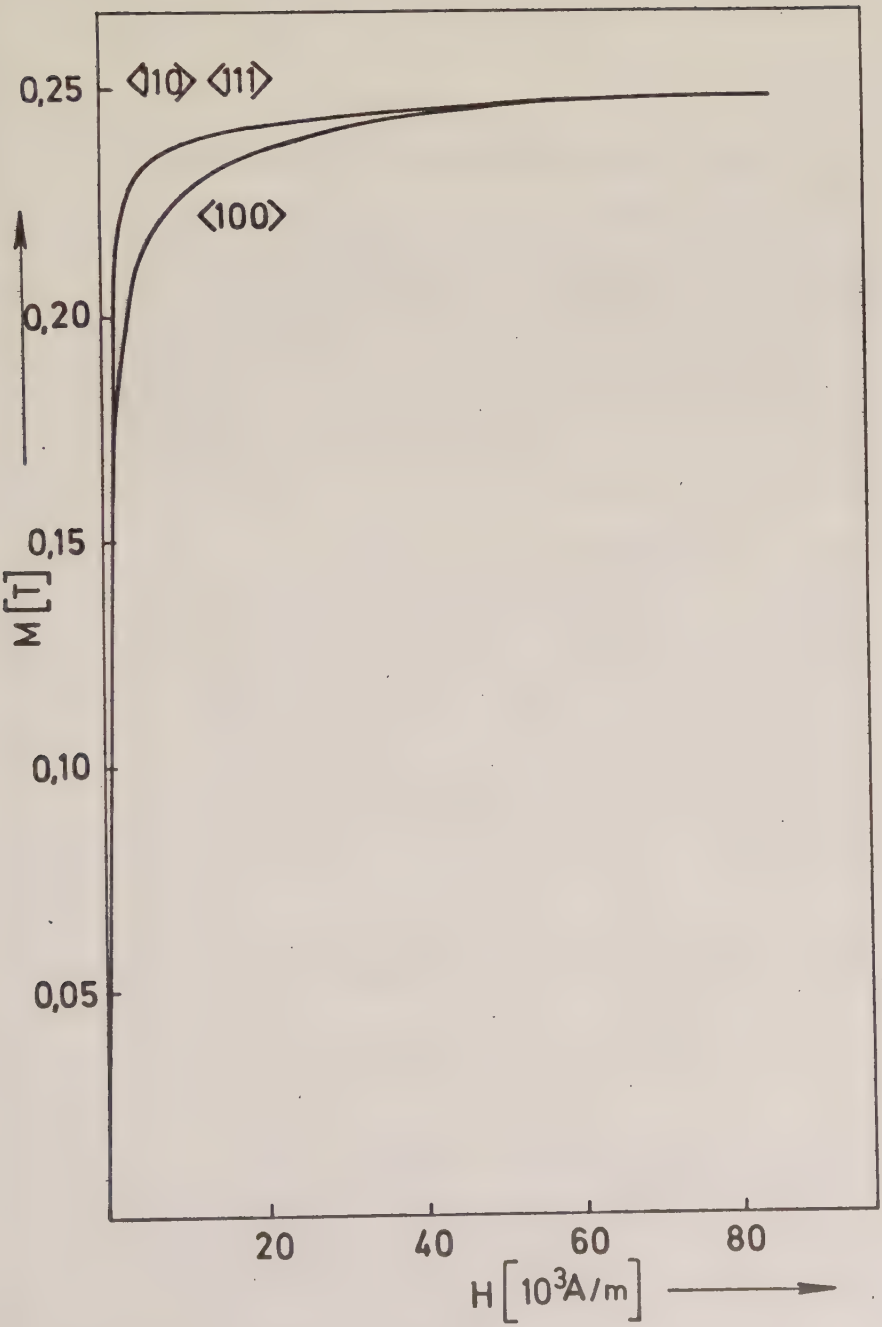


Fig. 7. Magnetisierung M als Funktion des wahren Magnetfeldes H für 3 Kristallorientierungen ⟨100⟩, ⟨110⟩ und ⟨111⟩.

vektor gegen die Kristallanisotropie in Feldrichtung gedreht.

Nach dieser Vorstellung kann ein PE 16 Einkristall in ⟨100⟩-Richtung durch reine BW-Bewegung die pauschale Magnetisierung $M_s/\sqrt{2}$ erreichen. M_s ist die Sättigungsmagnetisierung und 45° der Winkel, unter dem von ⟨100⟩ aus ⟨110⟩ die nächste weiche Richtung ist. Für die PE 16 Scheibe in ⟨100⟩-Richtung ergibt sich etwa 0,18 T. Von diesem Wert an sollten Drehprozesse einsetzen. Wie aus Fig. 7 ersichtlich, ist dieser Befund in Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis.

Gemäß der Definition der Kristallenergiefunktion F_K (3.1.) lassen sich die Kosntanten K_1 und K_2 direkt aus den Magnetisierungskurven in Fig. 7 bestimmen. Die Magnetisierungsarbeit $A_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}$, die aufgewandt werden muß, um den Kristall in einer bestimmten Richtung α_1, α_2, α_3 zu sättigen, ist durch die Fläche gegeben, die die Magnetisierungskurve mit der M-Achse einschließt. Durch Gleichsetzen von $A_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}$ mit F_K $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ erhält man K_1 und K_2. Ist der Beitrag zur Magnetisierungsarbeit, der von unvermeidbaren Gitterstörungen herrührt, isotrop, was angenommen werden kann, so gilt:

$$K_1 = 4\,(A_{\langle 110\rangle} - A_{\langle 100\rangle})$$

$$K_2 = 27\,(A_{\langle 111\rangle} - A_{\langle 100\rangle}) - 36\,(A_{\langle 110\rangle} - A_{\langle 100\rangle})$$

Für PE 16 ergibt sich:

$$K_1 = -1{,}3 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$$

$$K_2 = 9/4\,|K_1| = 2{,}9 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$$

Die Messung der Koerzitivkraft und der Anfangssuszeptibilität wurde an ⟨110⟩-orientierten Kristallen durchgeführt, da bei der Einkristallzucht mit orientierten Keimen Abweichungen von ⟨110⟩-Richtungen statistisch weniger auftraten und somit die Kristallausbeute größer war.

3.1.2. Entmagnetisierende Energie

Von drei zylinderförmigen Proben mit Abmessungen aus 2.1.2. und Stabachsen in jeweils ⟨100⟩-, ⟨110⟩- und ⟨111⟩-Richtung wurden ebenfalls Magnetisierungskurven aufgenommen. Es wurde keine magnetisch ausgezeichnete Richtung gefunden. Die drei Magnetisierungskurven fielen identisch aufeinander, da die durch diese Probengeometrie bedingte einachsige Formanisotropie stärker als die Kristallanisotropie ist[1,9].
Bei Berücksichtigung der Probenform ergeben sich die leichten Richtungen aus

$$\frac{\partial F}{\partial \alpha_i} = \frac{\partial}{\partial \alpha_i} (F_K + F_F) = 0 \quad i = 1,2,3 \text{ mit } \sum_{i=1}^{3} \alpha_i^2 = 1 \quad (3.2.)$$

wobei F_F die Energiedichte des entmagnetisierenden Feldes ist. Eine Abschätzung von (3.2.) bestätigt den experimentellen Befund.

3.2. Sättigungsmagnetisierung

3.2.1. Temperaturabhängigkeit und Curie Punkt

Um die Probentemperatur variieren zu können, wurde ein Probenhalter mit einer Heizvorrichtung verwendet, mit der gegen die Temperatur des flüssigen Stickstoffs geheizt wurde. Auf ein Rohr aus 0,2 mm dicken Aluminiumblech (d= 2,8 mm; l=6 cm) waren auf die ganze Länge Heizwindungen aus Manganindraht (d= 0,2 mm LKc) bifilar aufgewickelt, die mit Gleichstrom versorgt wurden. In diesem Ofen befand sich die Probe, die zur Erzielung einer besseren Temperaturkonstanz an der Probe mehrfach in 20 μ dicker Mylarfolie eingerollt war. Zwischen Folie und Probe war ein Cu-Konstantan Thermoelement angebracht. Die Thermospannung wurde mit einem Digitalvoltmeter von 1 μV Auflösung abgelesen. Mit einer Kupferstange war der Ofen an der Ziehvorrichtung von Fig. 5 angebracht und konnte so aus der Aufnehmerspule heraus bzw. in sie hin-

ein bewegt werden. Der Ofenstrom wurde so geregelt, daß für mindestens zwei Messungen der Magnetisierung die Temperatur auf $\pm$ 0,25°C stand. Die Magnetfeldstärke betrug $92{,}7 \cdot 10^3$ A/m (11600 Oe).

Fig. 8 zeigt die Sättigungsmagnetisierung M_s als Funktion der Probentemperatur für 4 Auslagerungstemperaturen. Für 3 Temperaturen wurde noch jeweils ein Meßpunkt bei der Temperatur des flüssigen He (4 K) aufgenommen. Die Extrapolation auf diesen Meßpunkt unterliegt einer gewissen Willkür und wurde daher gestrichelt gezeichnet. Die Kurven wurden an Polykristallen aufgenommen. Einkristalle, deren M_s bei 77 K nach Wärmebehandlung dem Wert des polykristallinen Materials entsprach, zeigten die gleiche Temperaturabhängigkeit.

Unterhalb von 860°C wird die nichtmagnetische γ'-Phase (Abschnitt 3.2.1.2.) ausgeschieden und es liegt ein heterogenes Zweiphasengemisch vor. Magnetisch handelt es sich um ein Einphasengebiet. Die Angabe einer Curie-Temperatur bezieht sich auf die ferromagnetische Matrix, deren Zusammensetzung sich mit Änderung des ausgeschiedenen Volumenanteils ebenfalls ändert. Wie aus Fig. 8 ersichtlich, nimmt mit Zunahme des ausgeschiedenen Volumenanteils, d.h. zu niedrigen Auslagerungstemperaturen hin, die Curie-Temperatur und damit die Sättigungsmagnetisierung M_s der Matrix ab. Durch Extrapolation von M_s oder M_s^2 als Funktion der Temperatur auf $M_s = 0$ bzw. $M_s^2 = 0$ erhält man aus dem Achsenabschnitt die Curie-Temperatur. Es wurde gefunden:

Auslagerungstemperatur [°C]	Θ [K]	Θ [°C]
860	167	-106
840	167	-106
800	165	-108
750	155	-118

Tab. 1

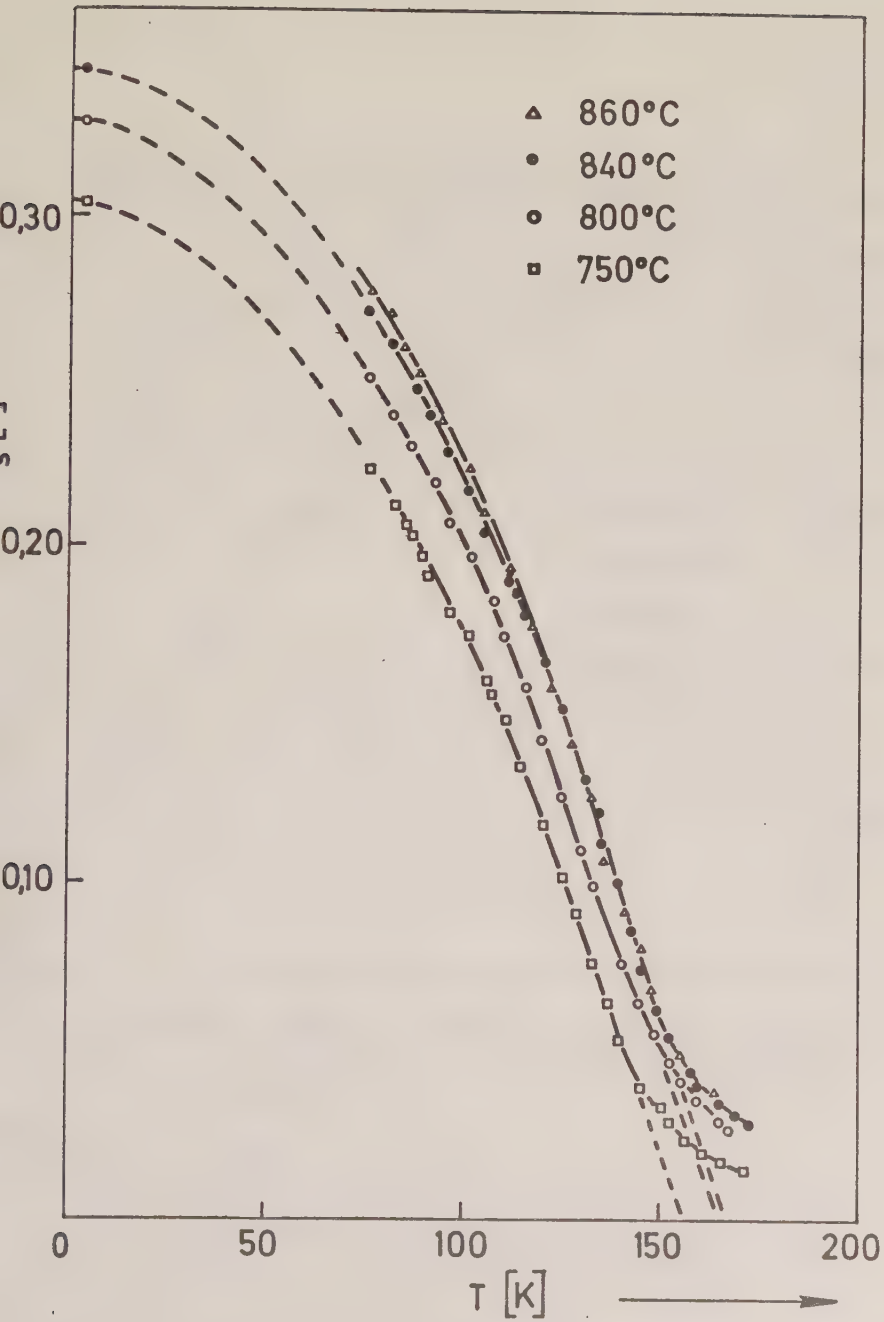


Fig. 8. Sättigungsmagnetisierung M_S als Funktion der Probentemperatur für 4 Auslagerungstemperaturen.

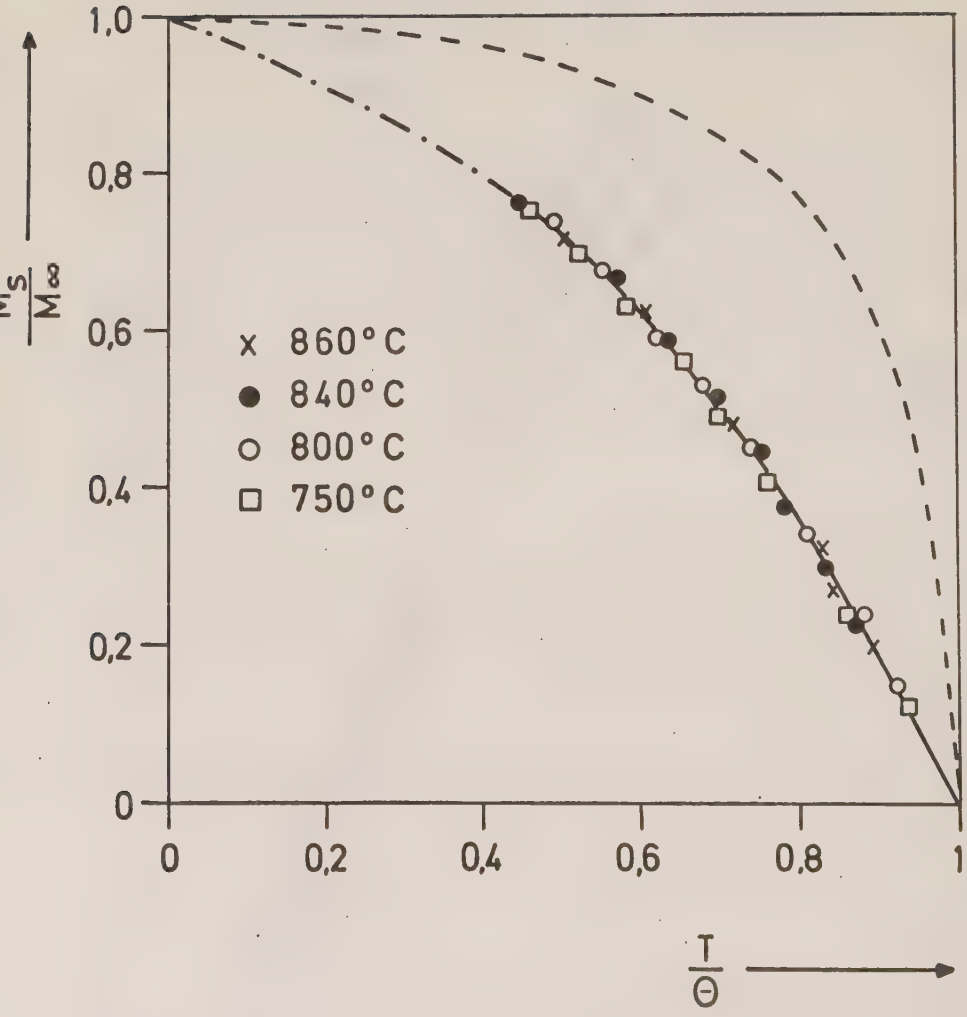


Fig. 9. Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung in reduzierter Auftragung. ---- entsprechende Kurve für reines Nickel.

Da sowohl die Extrapolation von $M_s(T)$ als auch von $M_s^2(T)$ auf die Curie-Temperatur nicht sicher durchgeführt werden konnte, wurde bei allen Kurven der lineare Bereich der $M_{s(T)}$-Kurve zur Extrapolation verwandt. Ein absoluter Fehler bei der Angabe von Θ in Tab. 1 von $\pm$ 3 K muß angesetzt werden. Der relative Fehler der Curie-Temperaturen untereinander beträgt aber nur ±1 K.

Aus Fig. 8 ist ersichtlich, daß zu tieferen Temperaturen die Kurvenäste auseinanderlaufen. Hierbei handelt es sich um einen reinen Volumeneffekt. Zu tieferen Auslagerungstemperaturen nimmt das magnetisierbare Volumen der Matrix ab. Mit der Auslagerungsdauer ändert sich die Kurvenform nicht mehr.

Fig. 9 zeigt M_s/M_∞ als Funktion von T/Θ für die gleichen Kurven aus Fig. 8. M_∞ ist die absolute Sättigung und entspricht praktisch dem Wert, der bei 4 K aufgenommen wurde. In dieser reduzierten Auftragung fallen alle Kurven aufeinander. Zum Vergleich wurde gestrichelt die Magnetisierungs-Temperaturabhängigkeit für reines Ni eingetragen. Der Kurvenverlauf ist wesentlich stärker gekrümmt als der von PE 16. Eine geringere Krümmung der M_s/M_∞ (T) Abhängigkeit bei Legierungen als bei reinen Elementen ist ein typischer Legierungseffekt[9].

3.2.2. Abhängigkeit vom ausgeschiedenen Volumenanteil γ'

3.2.2.1. Volumenbruchteil v als Funktion der Auslagerungstemperatur

Wie in 3.2.1. ausgeführt, beruht die Abnahme der Sättigungsmagnetisierung einer Probe bei der Bildung der nichtmagnetischen zweiten Phase γ' aus zwei sich überlagernden Anteilen:

a) Verminderung des magnetisierbaren Volumens innerhalb der Probe

b) qualitative Abnahme der Sättigungsmagnetisierung aufgrund von Konzentrationsänderungen in der Matrix

Mit den Ergebnissen aus Fig. 8 lassen sich beide Anteile quantitativ separieren. Sei $M_S^M(T_A)$ die an einer Probe mit Ausscheidungen gemessene Sättigungsmagnetisierung, die bei der Temperatur T_A ausgelagert wurde, und $M_S(T_A)$ die Sättigungsmagnetisierung der Matrix. Für den Anteil a) läßt sich die Abhängigkeit $M_S^M(T_A)$ vom Volumenbruchteil v der Teilchen durch die lineare Beziehung angeben:

$$M_S^M(T_A) = M_S(T_A) \cdot (1 - v) \qquad (3.3)$$

Da die Curie-Temperatur $\Theta(T_A)$ proportional zu $M_S(T_A)$ ist, gilt für den Anteil b):

$$M_S(T_A) = M_S(860) \cdot \frac{\Theta(T_A)}{\Theta(860)} \qquad (3.4)$$

Für die gemessene Sättigungsmagnetisierung $M_S^M(T_A)$ ergibt sich daher bei der Berücksichtigung beider Anteile a) und b):

$$M_S^M(T_A) = M_S(860) \cdot (1 - v) \cdot \frac{\Theta(T_A)}{\Theta(860)} \qquad (3.5)$$

Aus (3.5) läßt sich der ausgeschiedene Volumenbruchteil v als Funktion der Auslagerungstemperatur bestimmen. Eine graphische Darstellung zeigt Fig. 10. Die gestrichelte Kurve wurde von CHOW[7] durch elektronenmikroskopische Untersuchungsmethoden erhalten. Übereinstimmend schneiden beide Kurven die Temperaturachse bei $T_A = 860^{\circ}C$. Beide Bestimmungsverfahren unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit darin, daß bei dem elektronenmikroskopischen Verfahren die relative Genauigkeit von größeren zu kleineren Volumen-

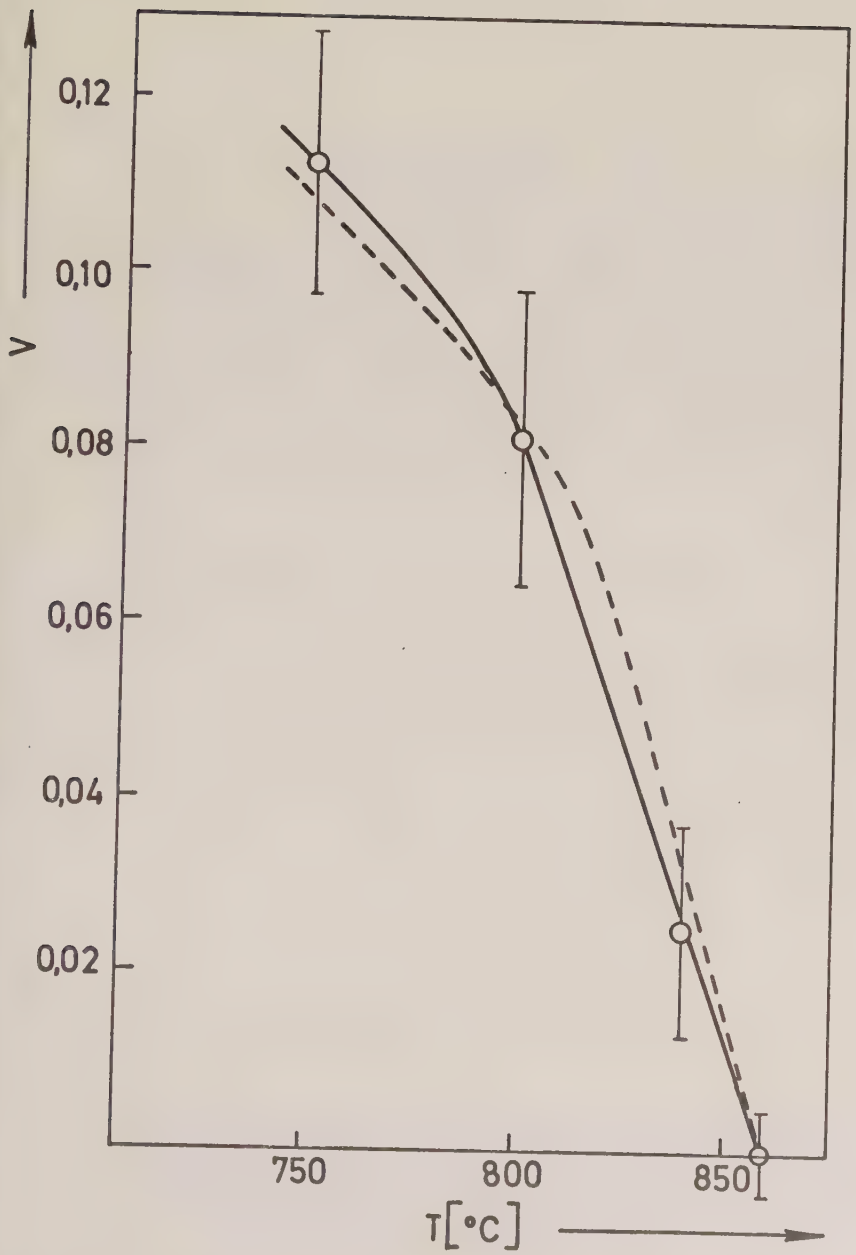


Fig. 10. Ausgeschiedener Volumenanteil v an $Ni_3(Al,Ti)$ als Funktion der Auslagerungstemperatur.

bruchteilen der Ausscheidungen zunimmt, während es bei der magnetischen Bestimmung umgekehrt ist. Beim magnetischen Meßverfahren wird das im Vergleich zu den Ausscheidungen relativ große Volumen der magnetischen Matrix bestimmt, wobei Fehler in der Größenordnung ± 1-2% auftreten. Wird dieser Fehler auf das kleine Volumen der Ausscheidungen bezogen, so ergibt sich ein Maximalfehler, der beispielsweise für T_A=750°C ± 14% beträgt und zu kleineren Ausscheidungsvolumina hin beträchtlich zunimmt. Für T_A=840°C erhält man bereits ± 50%. Durch Fehlerbalken ist der Gesamtfehler in Fig. 10 angegeben. CHOW läßt für seine Meßpunkte einen statistischen Fehler von ± 20% zu.

Die Übereinstimmung der nach beiden Bestimmungsmethoden erhaltenen Kurven ist in Anbetracht der auftretenden Maximalfehler erstaunlich gut. Man kann daher annehmen, daß in Fig.10 v als Funktion der Auslagerungstemperatur sehr viel besser wiedergegeben wird, als nach obiger Fehlerbetrachtung zu erwarten ist. Durch eine gewichtete Mittelung der nach beiden Meßverfahren erhaltenen Ergebnisse ergeben sich für die drei in dieser Arbeit gewählten Auslagerungstemperaturen die in Tab. 2 zusammengestellten Volumenanteile:

T [°C]	v [Vol%]
750	11,0
800	8,1
840	3,6

Tab. 2

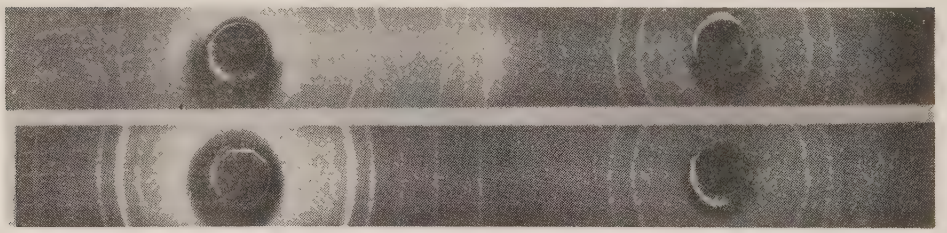
Bei der Mittelung wurde die Gewichtung so vorgenommen, daß für kleine v der nach dem elektronenmikroskopischen Verfahren gewonnene Wert mehr berücksichtigt wurde und für größere v der Wert aus den magnetischen Messungen.

3.2.1.2. Separation der γ'-Phase

In den vorangegangenen Ausführungen wurde die pauschale Zusammensetzung der γ'-Phase mit $Ni_3(Al,Ti)$ angegeben. Mit dieser Bruttoformel sind die ausgeschiedenen Teilchen bis hin zu 76 K nichtmagnetisch. KRIEGE und Mitarbeiter[10] haben die γ'-Phase vieler handelsüblicher, auf Ni basierender Legierungen elektrochemisch separiert und auf ihre Zusammensetzung hin untersucht. PE 16 ist leider nicht analysiert worden. Die tabellarisch zusammengestellten Ergebnisse zeigen aber, daß für alle untersuchten Legierungen die einzelnen Komponenten in den beiden Phasen γ und γ' in festen Verhältnissen auftreten. CHOW[7] bestimmte danach eine Zusammensetzung der γ'-Phase von PE 16, die neben Ni, Al und Ti noch Fe und Cr enthält und zu sehr geringen Anteilen Co und Mo. Bei einer solchen ungewissen Bruttozusammensetzung kann nicht von vornherein davon ausgegangen werden, daß die Teilchen in PE 16 unmagnetisch sind. Es wurde daher nach dem von KRIEGE[11] angegebenen Verfahren eine qualitative Separation der γ'-Phase von PE 16 durchgeführt.

In einem wässrigen Elektrolyten (2g Ammoniumsulfat, 2g Zitronensäure, 20ml Wasser) wurde bei Raumtemperatur durch anodische Auflösung der Probe die γ'-Phase abgeschieden und aus der Lösung durch Zentrifugieren erhalten. Die Kathode war ein Platinnetz und die Anode 0,25 mm dicke PE 16-Bleche, die nach Homogenisierung und Vorkeimen 400 h bei 800°C ausgelagert waren (Teilchendurchmesser $d \approx 1000$ Å, Volumenanteil v=8.1 Vol%). Die Stromdichte betrug etwa 0,05 A/cm^2. Der aus der Zentrifuge gewonnene Schlamm wurde mit Methanol gewaschen und im Trockenschrank getrocknet. Die Ausbeute betrug 0,7 g. Das pulverartige Material wurde mit Debye-Scherrer-Aufnahmen auf seinen Ordnungszustand untersucht, um sicherzustellen, daß es sich um die γ'-Phase handelte. Fig. 11 zeigt je eine

Aufnahme vom homogenisierten PE 16 und der ausgedünnten Phase. Die Überstrukturlinien sind deutlich sichtbar.



$2\vartheta = 0^{\circ}$ $2\vartheta = 180^{\circ}$

Fig. 11 Debye-Scherrer Aufnahmen von homogenisierten PE 16 (oben) und ausgedünnter γ'-Phase (unten). ϑ = Bragg Winkel.

Wegen der geringen Ausbeute an γ'-Material wurde eine Prüfung mit einem Permanentmagneten auf Magnetisierbarkeit bei 77 K vorgenommen. Es konnte kein ferromagnetisches Verhalten gefunden werden. Lediglich ein sehr kleiner Volumenanteil reagierte auf den Magneten. Es kann angenommen werden, daß es sich hierbei um Reste der ferromagnetischen γ-Phase handelte, die bei Ablösung der Teilchen mit in den Elektrolyten gingen und somit nicht mehr aufgelöst wurden.

3.3. Koerzitivfeldstärke

3.3.1. Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser d

Die Koerzitivfeldstärke wurde für drei Auslagerungstemperaturen an jeweils 3 bis 4 Proben als Funktion der Auslagerungsdauer gemessen. Die Zuordnung von Auslagerungszeit zum Teilchendurchmesser d erfolgte nach Fig. 2. Alle Proben wurden der in Abschnitt 2.1.3. dargestellten Wärmebehandlung unterzogen. Nach dem Vorkeimen hatten die Proben den gemeinsamen

Ausgangswert H_{C_o} für die Koerzitivfeldstärke von 5,2 ± 0,25 A/m (65 ± 3 mOe).

Fig. 12 zeigt H_C als Funktion von d für die Auslagerungstemperatur 750°C (≙ 11 Vol% γ') in linearer Auftragung. Die unterschiedlichen Symbole für die Meßpunkte geben Meßwerte wieder, die an 4 verschiedenen Kristallen mit gleicher Wärmebehandlung gewonnen wurden. Die Koerzitivfeldstärke H_C wächst monoton mit d. Für d = 200 Å steigt H_C zunächst sehr stark mit d an und nimmt dann für größere d mit einer vergleichsweise geringen Steigung weiter zu. Vom Teilchendurchmesser d = 0 Å bis d = 1000 Å erhöht sich H_C um einen Faktor 5.

Fig. 13 und Fig. 14 zeigen H_C als Funktion von d für die beiden Temperaturen 800°C (≙ 8,1 Vol% γ') und 840°C (≙ 3,6 Vol% γ'). Es zeigt sich qualitativ der gleiche Kurvenverlauf. Für d > 200 Å ist die Zunahme von H_C mit d allerdings deutlich geringer. Auffallend ist die im Vergleich zu Fig. 12 stärkere Streuung der H_C-Werte, die an verschiedenen Kristallen mit gleicher Wärmebehandlung gemessen wurden. Aus der Vorgeschichte der Kristalle gab es keinerlei Hinweis zur Erklärung dieser Abweichungen untereinander. Lediglich die in Fig. 14 gestrichelt gezeichnete Kurve wurde an einem Kristall aufgenommen, der 6h bei 1200°C homogenisiert wurde. Dadurch lag H_{C_o} bereits um 30% tiefer als bei den übrigen Kristallen.
Die Probe, deren Meßwerte in Fig. 13 durch das Quadrat wiedergegeben wird, wurde einmal zur elektronenmikroskopischen Teilchenvermessung verwandt. Das Ergebnis ist in Fig. 2 ebenfalls durch ein Quadrat dargestellt.

In Fig. 15 ist H_C als Funktion von d von Proben aufgetragen, die 2h nur bei 1000°C homogenisiert wurden und daher wesentlich höheres H_{C_o} hatten. Abgesehen von einem Anfangsbereich bis etwa 200 Å nimmt H_C linear mit d zu. Ein Abbiegen zu ge-

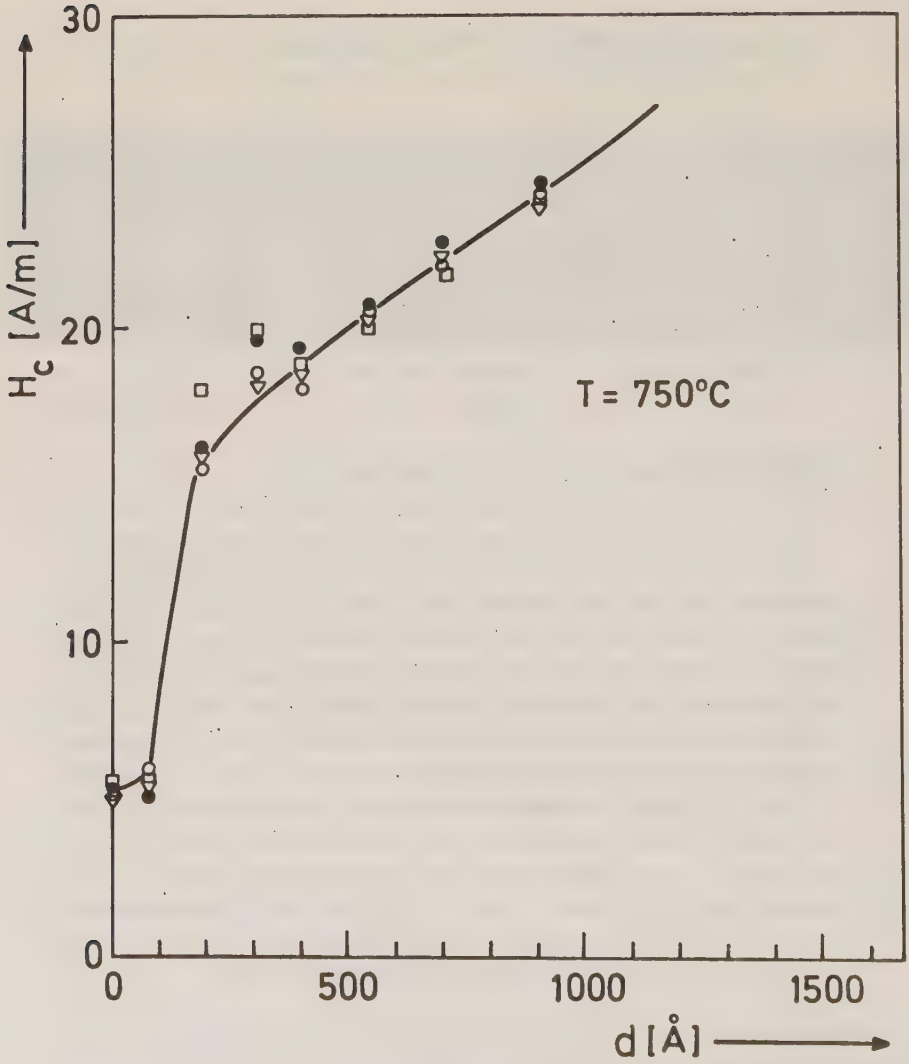


Fig. 12. Koerzitivfeldstärke H_c als Funktion des Teilchendurchmessers d für die Auslagerungstemperatur 750°C ($\triangleq v=0{,}11$). Die Meßwerte von 4 Kristallen mit gleicher Wärmebehandlung sind eingetragen.

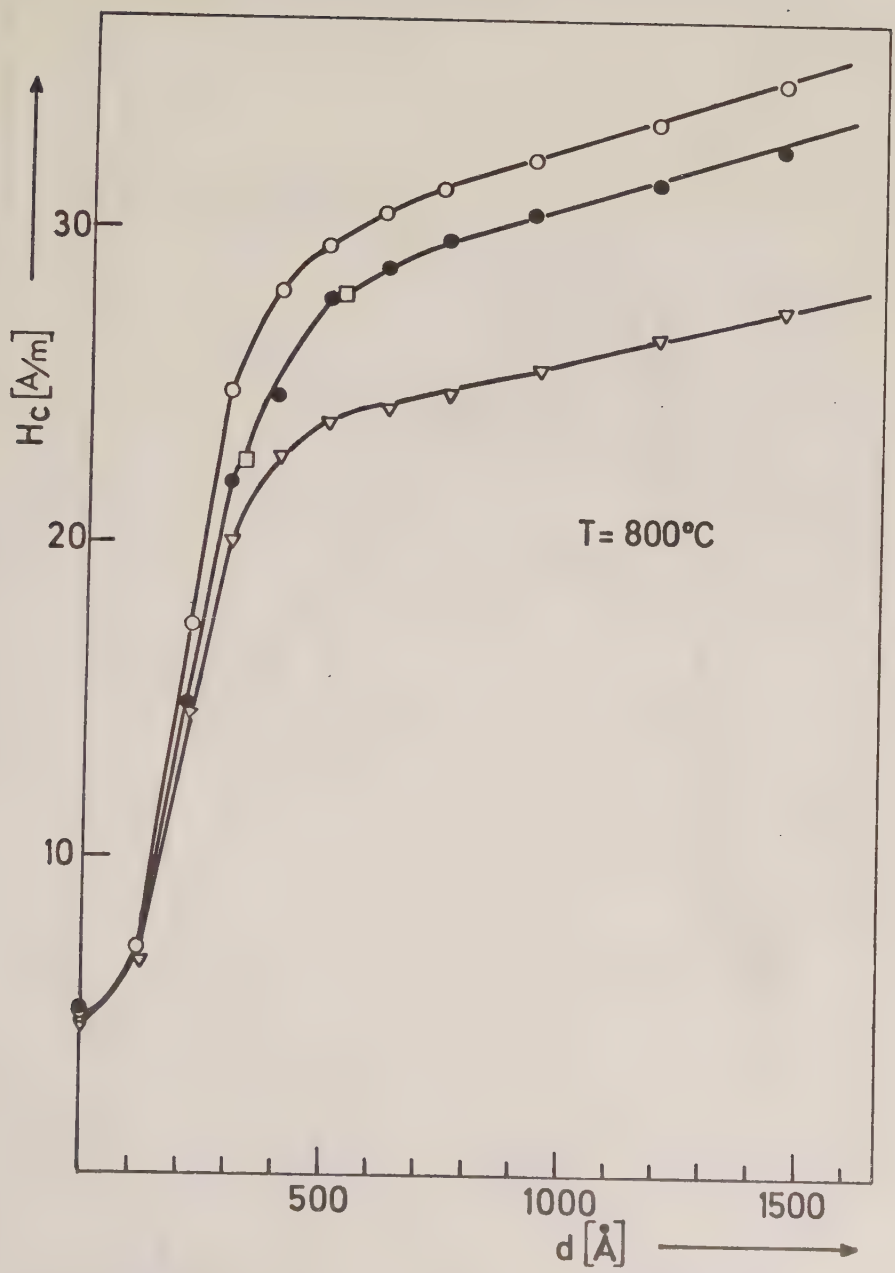


Fig. 13. Koerzitivfeldstärke H_C als Funktion des Teilchendurchmessers d für die Auslagerungstemperatur 800°C ($\triangleq v=0{,}081$). Die Meßwerte von 4 Kristallen mit gleicher Wärmebehandlung sind eingetragen.

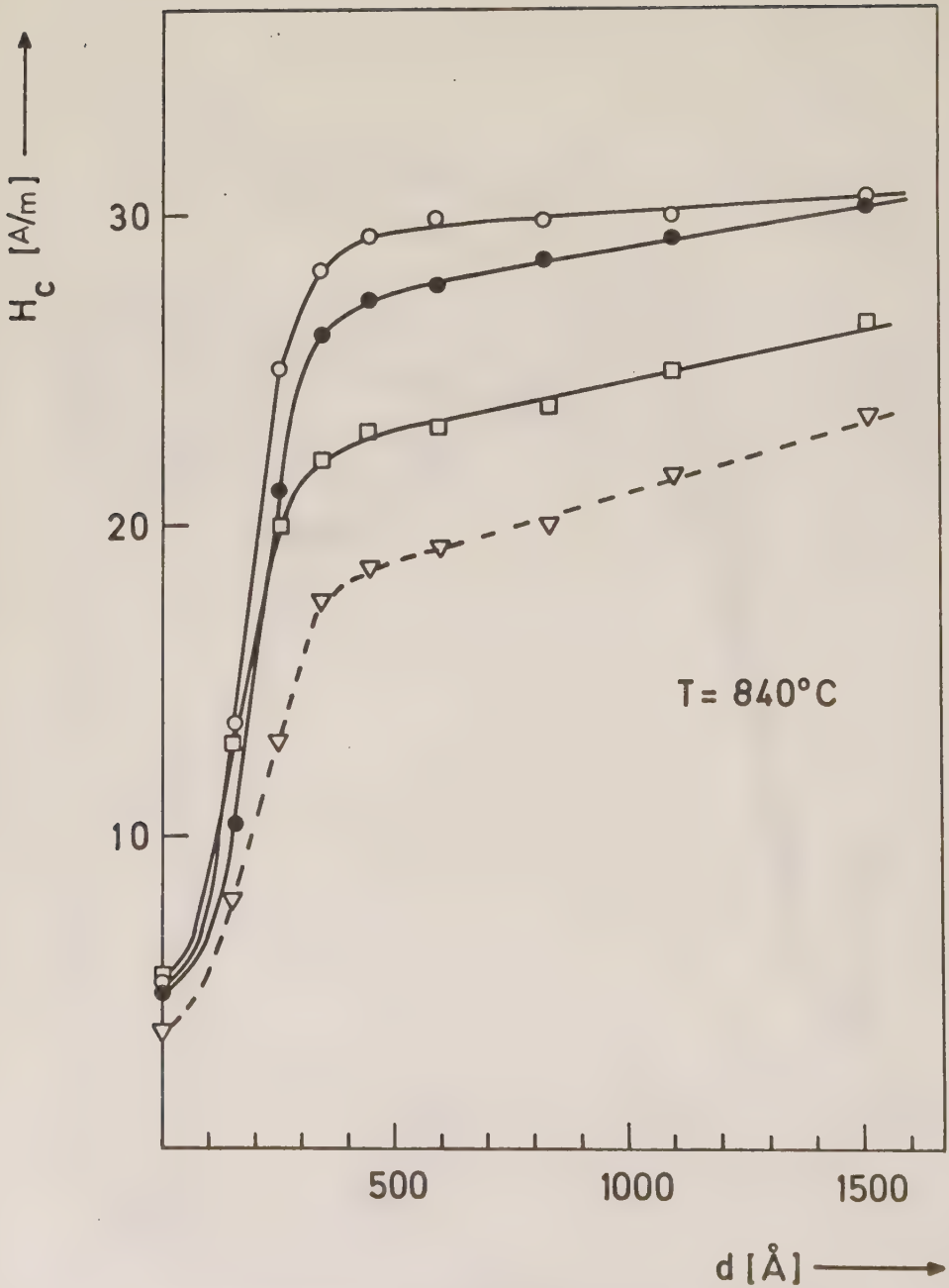


Fig. 14. Koerzitivfeldstärke H_C als Funktion des Teilchendurchmessers d für die Auslagerungstemperatur 840°C ($\triangleq v=0{,}036$). Die Meßwerte von 3 Kristallen mit gleicher Wärmebehandlung und die eines Kristalls (∇), der 6h bei 1200°C homogenisiert wurde, sind eingetragen.

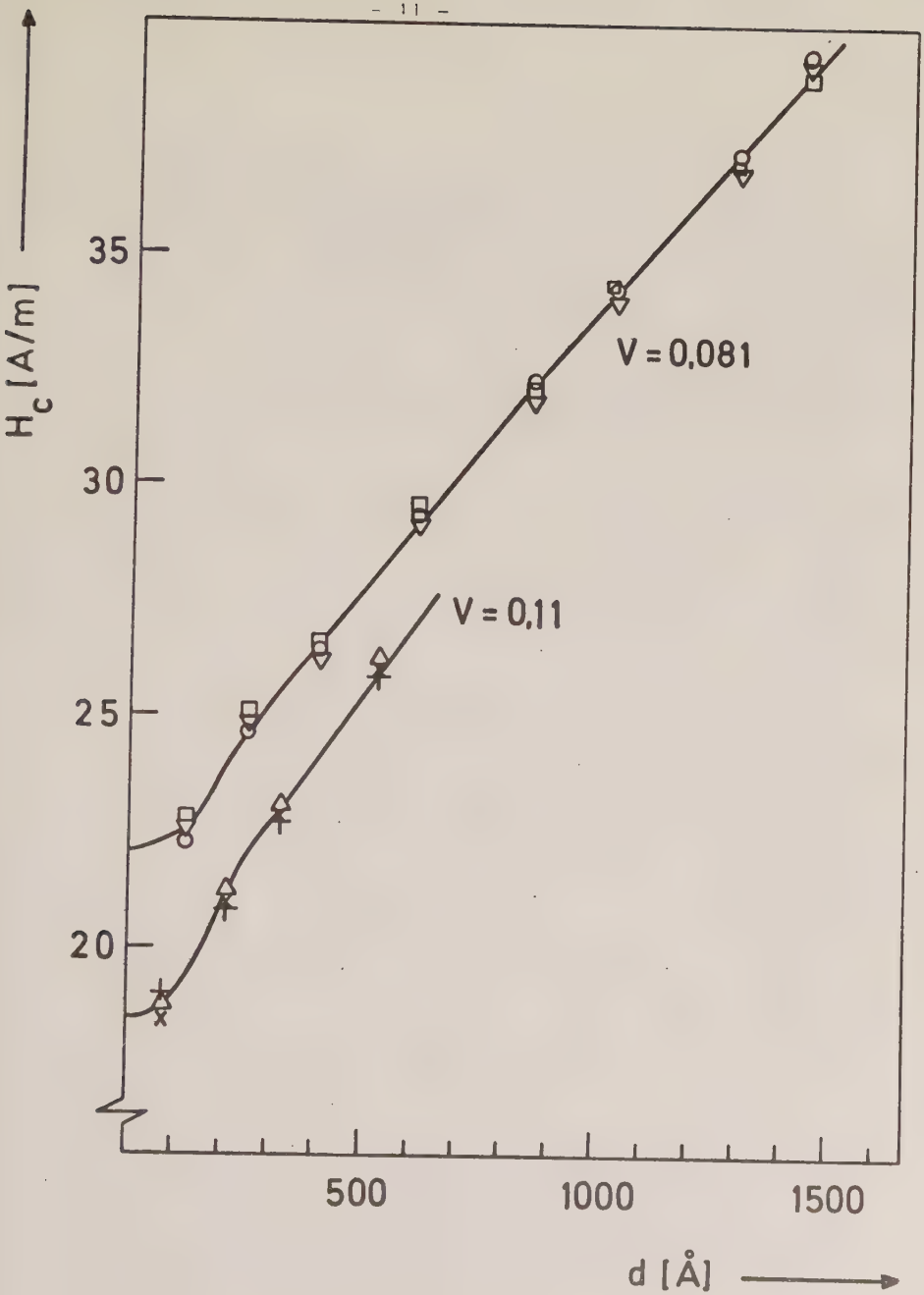


Fig. 15. Koerzitivfeldstärke H_c als Funktion des Teilchendurchmessers d für die Auslagerungstemperaturen 750°C und 800°C. Diese Proben waren lediglich 2h bei 1000°C homogenisiert.

ringerer d-Abhängigkeit tritt nicht auf.[12] Bezogen auf den Ausgangswert wächst H_c bis 1500 Å nur um einen Faktor 2. Es ist offensichtlich, daß der Ausgangswert H_{c_o} auf die $H_c(d)$-Abhängigkeit einen erheblichen Einfluß hat.

3.4. Anfangssuszeptibilität

3.4.1. Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser

Zur Aufnahme der Neukurve wurden die Proben zunächst thermisch abmagnetisiert und dann die Magnetisierung als Funktion des angelegten Magnetfeldes von 0-40 A/m in Schritten von 1-2 A/m punktweise gemessen. Bei Feldern in der Größenordnung von H_c trat entsprechend einem Rayleigh Verhalten eine schwache positive Krümmung auf, deren Beginn nicht eindeutig auszumachen war. Auch konnte eine Schwankung in der Erdfeldkompension eine Vormagnetisierung der Probe bis zu $0{,}3 \cdot 10^{-4}$ T bewirken, so daß für Magnetfeld Null ein Achsenabschnitt auftrat. Dadurch war eine graphische Bestimmung der Anfangssteigung der Neukurve nicht immer zweifelsfrei durchführbar. Es wurde daher eine Anpassung der gemessenen Magnetisierungswerte als Funktion des angelegten Feldes nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung an ein Polynom zweiten Grades $M_o + \chi' \mu_o H_a + \alpha H_a^2$ vorgenommen. Der Koeffizient χ' des linearen Gliedes ist die scheinbare Anfangssuszeptibilität, die sich auf das äußere Feld bezieht. Der quadratische Term $\alpha H_a^2 (\alpha > 0)$ berücksichtigt gemäß der theoretischen Formulierung für Rayleigh-Verhalten[1,9] die schwache positive Krümmung der Neukurve. Rayleigh-Verhalten, d.h. konstante Koeffizienten χ' und α, wird bis zu einer kritischen Feldstärke in der Größenordnung von H_c beobachtet. Bis zu welcher Feldstärke eine Anpassung sinnvoll zu erfolgen hat, hängt daher für jede Probe irgendwie von der zugehörigen Koerzitivfeldstärke ab. Für kleine Koerzitivfeldstärken

von 5 bis 10 A/m lieferte das Meßverfahren nur ca. 5 bis 10 Meßpunkte. Bei der Auswertung durch Anpassung unterlag die zu bestimmende Anfangssuszeptibilität wegen der geringen Anzahl von Wertepaaren (M,H_a) starken statistischen Schwankungen. Erst bei Feldstärken in der Größenordnung von 30-40 A/m konnte wegen der hinreichenden Zahl von Meßpunkten eine Abnahme der statistischen Schwankungen der χ'-Werte erreicht und eine Anpassung sinnvoll durchgeführt werden. Eine gleichzeitige systematische Abweichung von χ' bis hin zu diesen Feldstärken wurde nicht gefunden. Es muß aber ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß wegen Überschreitens einer kritischen Feldstärke der strenge Gültigkeitsbereich für Rayleigh-Verhalten verlassen wurde und daher bereits systematische Abweichungen von χ' mit H_a innerhalb der statistischen Schwankungsbreite bei kleinen Koerzitivfeldstärken denkbar sind.

Die Umrechnung der scheinbaren Anfangssuszeptibilität χ' auf die wahre χ_a, die auf das wahre innere Feld bezogen ist, erfolgt nach $\chi_a = \frac{\chi'}{1-\chi'N}$, wobei N der ballistische Entmagnetisierungsfaktor[8] ist. Die Abhängigkeit der Anfangssuszeptibilität χ_a vom Teilchendurchmesser wurde für die drei Auslagerungstemperaturen an jeweils nur einer Probe gemessen, deren entsprechende H_C-Meßwerte in Fig. 12,13 und 14 durch die ausgefüllten Kreise wiedergegeben sind. Für diese drei Kristalle ist χ_a als Funktion von d in Fig. 16 aufgetragen. χ_a nimmt monoton mit d ab. Eine Korrelation mit der d-Abhängigkeit von H_C ist deutlich. Je steiler der Anstieg von H_C mit d, umso stärker ist der Abfall von χ_a mit d. Zwischen 200-400 Å Teilchendurchmesser erfolgt ebenfalls ein Übergang in einen Bereich geringer d-Abhängigkeit. χ_{a_o} für d=0 entspricht H_{C_o} und wurde an Kristallen bestimmt, die homogenisiert und vorgekeimt waren. Der gemeinsame Ausgangswert χ_{a_o}=155 wurde durch Mittelung über χ_{a_o}-Werte erhalten, die an verschiedenen Kristallen mit gleicher Wärmebehandlung bestimmt wurden.

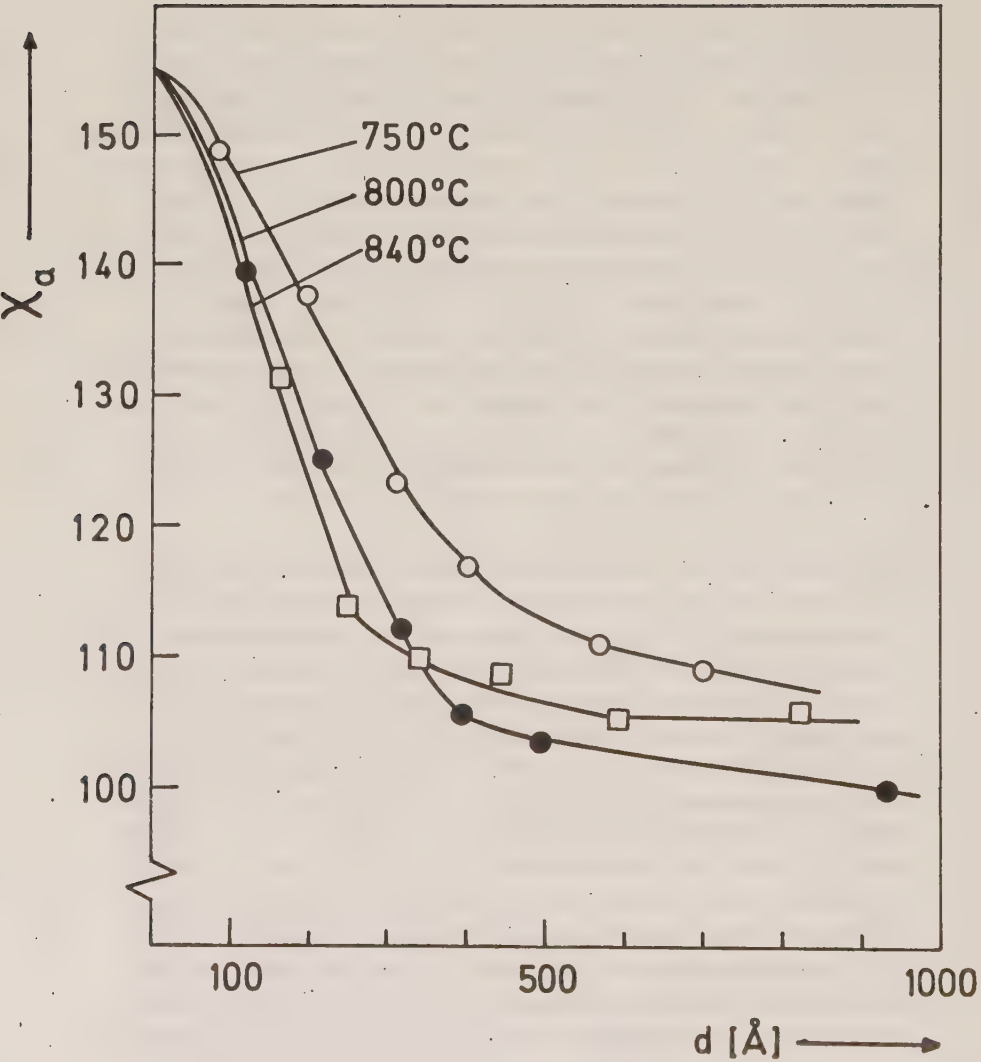


Fig. 16. Wahre Anfangssuszeptibilität χ_a als Funktion des Teilchendurchmessers d für 3 Auslagerungstemperaturen.

4. Diskussion

4.1. Zur Theorie der behinderten BW-Bewegung

4.1.1. Koerzitivfeldstärke H_C

Wird eine Probe bis zur Sättigung aufmagnetisiert, so verbleibt nach Zurückfahren des Feldes auf Null eine remanente Magnetisierung. Um diese zum Verschwinden zu bringen, muß eine zum Sättigungsfeld antiparallele Feldstärke aufgewandt werden, die als Koerzitivfeldstärke H_C bezeichnet wird.

Eine allgemeine physikalische Deutung dieser rein phänomenologisch definierten Größe ist schwierig und ist nur im Rahmen vereinfachender Annahmen möglich. Die beiden Theorien, auf die Bezug genommen wird, beschränken sich darauf, daß die Magnetisierungsänderung am H_C-Punkt ausschließlich durch Verschiebung von 180°-Wänden erfolgt. Diese Modellvorstellung wird durch zahlreiche experimentelle Untersuchungen gestützt und kann für die beschriebenen Experimente ebenfalls zugrundegelegt werden, da die Stabachse der Proben in Richtung einer magnetisch weichen Richtung parallel zum äußeren Feld liegt. Wegen der Invarianz der wichtigen Potentiale gegen Spinumkehr sind 180°-Wände besonders leicht beweglich und daher überwiegend an der Magnetisierungsänderung am H_C-Punkt beteiligt.

Die Betrachtung der BW als starr oder flexibel hat Konsequenzen auf die Größe des aufzuwendenden Magnetfeldes, das auf eine Wand zur Überwindung von Hindernissen wirken muß. Es zeigen sich unterschiedliche Auffassungen von der Koerzitivfeldstärke und deren Bestimmungsgrößen.

In einem Realkristall ist eine BW einer Verteilung von Kraftzentren ausgesetzt, deren resultierende Wechselwirkungskraft $\sum(x,y,z)$ im folgenden ausschließlich von Gitterstörungen herrühren soll (Kopplungen von Bloch-Wänden untereinan-

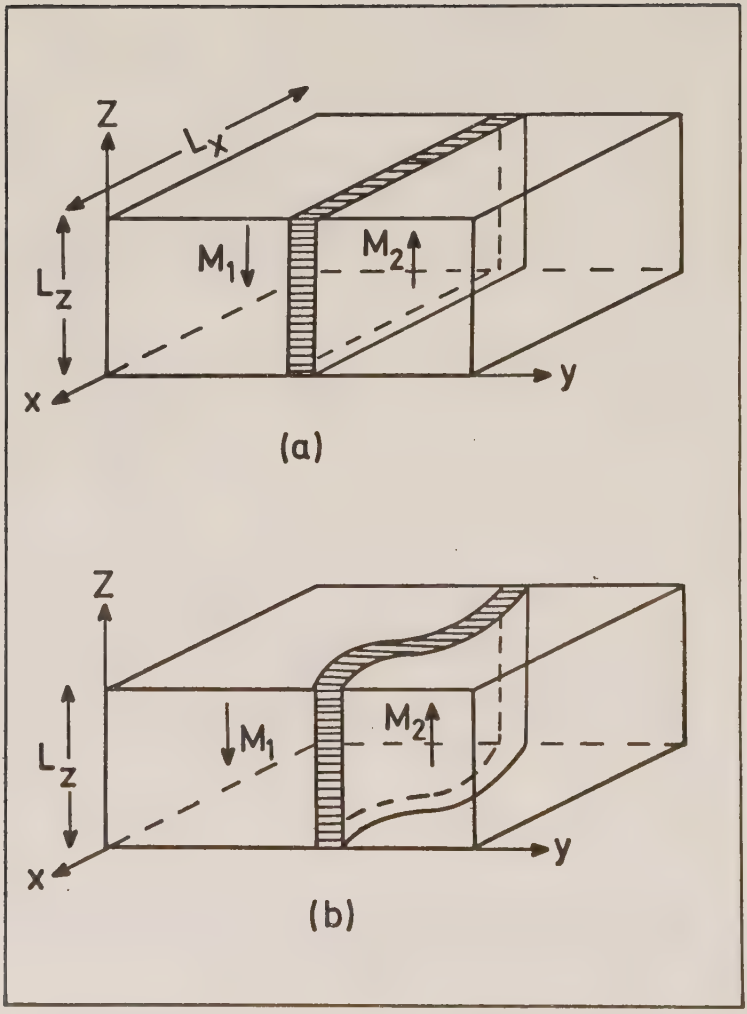


Fig. 17. (a) Ebene, starre 180°- BW
(b) Mögliche Auswölbung einer flexiblen 180°- BW

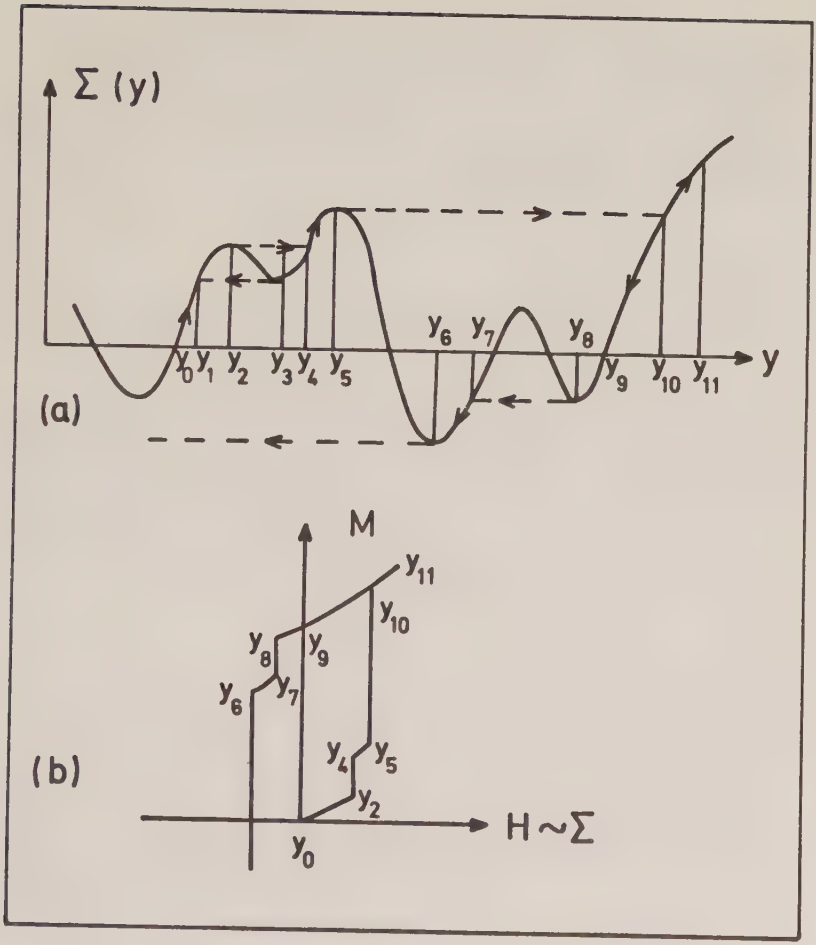


Fig. 18. (a) Stück einer beliebigen Ortsabhängigkeit der resultierenden Wechselwirkungskraft (y) auf eine 180°- BW.
(b) Mikrohystereseschleife entsprechend der in (a) dargestellten Bewegung einer 180°- BW.

der und Oberflächeneffekte sind ausgeschlossen). Die Ortsabhängigkeit von $\sum(x,y,z)$ ist gegeben durch die Eigenschaften der Wand und die Anzahl, den Typ und die Verteilung der Gitterstörungen. Zur Vereinfachung wird nur ein Typ von Gitterstörungen behandelt.

4.1.1.1. Starre BW

In diesem Modell[2)] wird angenommen, daß die BW starr und eben ist und auch bei Bewegung weder Form noch Fläche ändert. Wie in Fig. 17a dargestellt, liege die BW parallel zur x,z-Ebene. Aufgrund der Starrheit mittelt die Wand mit gleichen Gewichten über starke und schwache Wechselwirkung mit Einzelhindernissen. Die Kraftprofile der Einzelhindernisse lassen sich daher aus der x- und z-Richtung auf die y-Achse projizieren und man erhält einen resultierenden Kraftverlauf $\sum(y)$, wie er für einen Ausschnitt in Fig. 18a dargestellt ist.

Ohne äußeres Feld befindet sich die Wand in einem Nulldurchgang von $\sum(y)$, z.B. bei y_o in Fig. 18a. Bei stetig wachsendem Feld H (wahres inneres Feld) wird auf die Wand ein Druck ausgeübt, der sie im Intervall $y_o \leq y < y_2$ reversibel verschiebt Jede Lage der Wand entspricht in diesem Intervall eine Gleichgewichtsfeldstärke $H_o(y)$. Bei einer Grenzfeldstärke $\max(H_o(y))$ erreicht die Wand die instabile Position y_2 und springt nach y_4, wodurch eine neue Gleichgewichtslage erreicht wird (Barkhausen-Sprung). Die Sprunggeschwindigkeit wird durch Wirbelströme begrenzt. Wird nun das Feld langsam gesenkt, läuft die Wand stetig rückwärts nach y_3, springt nach y_1 und läuft stetig zurück nach y_o. Bei Verschiebung bis y_{11} durch das Feld H bleibt die Wand nach Abschalten bei y_9 liegen. Mit wachsendem Gegenfeld nimmt sie den durch $y_9,\ldots,y_6$ bezeichneten Verlauf.

Da bei dieser Bewegung die Fläche der Wand konstant bleibt, ist die Magnetisierungsänderung ΔM proportional zu Δy. Für jede Gleichgewichtslage y der BW ist das aufzuwendende Magnetfeld H proportional zu $\sum(y)$. Es läßt sich daher eine Mikrohystereseschleife angeben, die in Fig. 18b für den Laufweg von y_o bis y_{11} und zurück dargestellt ist. Die Sprünge der BW äußern sich als Unstetigkeit.

Die makroskopische Hystereseschleife eines Realkristalls mit vielen Bloch-Wänden wird durch Überlagerung aller Mikrohystereseschleifen erhalten.

In diesem Bild wird der Laufweg L_y einer BW unter Wirkung eines Magnetfeldes H von der Ausgangslage y_o und dem y-Wert bestimmt, an dem $H=H_o(y)$ ist. TRÄUBLE[2] berechnet die Koerzitivfeldstärke H_C nach der Beziehung:

$$\bar{H}_C = \left(\left\langle \operatorname*{Max}_{0\leq y\leq L_y} (H_o^2(y)) \right\rangle\right)^{1/2} \qquad (4.1.)$$

$\left(\left\langle \operatorname*{Max}_{0\leq y\leq L_y} H_o^2(y) \right\rangle\right)$ ist der Mittelwert über alle Bloch-Wände im Kristall, die am H_C-Punkt zur Magnetisierungsänderung beitragen. Max $H_o(y)$ ist die maximale Grenzfeldstärke auf dem Laufweg L_y, $0\leq y\leq L_y$ der für die Berechnung nach (4.1.) als halber BW-Abstand angesetzt wird. Durch den Querstrich über H_C soll zum Ausdruck kommen, daß nur der Einfluß von $\sum(y)$, also nur eine Sorte Hindernisse, in ihrer Wirkung auf H_C betrachtet wird.

Für die Gleichgewichtsfeldstärke H_o, unter der die starre Wand am Ort y im Gleichgewicht ist, gilt[2,9]:

$$\bar{H}_o(y) = \frac{1}{2M_s L_x L_z} \left(\sum(y)\right) \qquad (4.2.)$$

M_s ist die Sättigungsmagnetisierung, deren Richtung $\underline{M}_s$ parallel zu der des Magnetfeldes H_o ist.

Sei $\Psi(y-y_i)$ eine Funktion, die die Wechselwirkungskraft zwischen einer Störung am Ort y_i und der Wandmitte am Ort y beschreibt. Die Wandmitte ist dadurch gegeben, daß dort die Magnetisierung gerade die Hälfte der Drehung von der einen in die andere Vorzugsrichtung des Kristalls vollführt hat. Es ist dann $\sum(y)=\sum_i \Psi(y-y_i)$, wobei lineare Überlagerung der Einzelwirkungen angenommen wird. Für die Koerzitivkraft gilt dann mit (4.1.) und (4.2.):

$$\bar{H}_C = \frac{1}{2M_s L_x L_z}\left(\left\langle \underset{0\leq y\leq L_y}{\mathrm{Max}} \left(\sum_i \Psi(y-y_i)\right)^2 \right\rangle\right)^{1/2} \qquad (4.3.)$$

TRÄUBLE betrachtet die Werte, die $\sum(y)$ auf einer Strecke L_y annimmt als Zufallsgrößen, die nach einer Gaußverteilung schwanken. Durch Einführung einer Korrelationslänge ε wird die Anwendung dieses Verfahrens erreicht. ε ist definiert als der Abstand von zwei Stellungen der BW, für die $\sum(y)$ und $\sum(y+\varepsilon)$ statistisch unabhängige Werte haben. Dadurch wird die stetige Funktion $\sum(y)$ durch einen Treppenzug ersetzt mit L_y/ε -Werten auf dem Intervall L_y. Zur Bestimmung von $\bar{H}_C$ nach (4.3.) wird das Maximum dieser L_y/ε -Werte berechnet.

Es ist:

$$\left(\left\langle \underset{0\leq y\leq L_y}{\mathrm{Max}} \sum{}^2(y)\right\rangle\right)^{1/2} = \left(\frac{1}{V}\int_V \underset{0\leq y\leq L_y}{\mathrm{Max}} \left(\sum_i \Psi(y-y_i)\right)^2 dxdydz\right)^{1/2}$$

Unter der Voraussetzung eines punktsymmetrischen Verlaufs von $\Psi(y)$ gilt $\langle\Psi\rangle=0$ und mit

$$\underset{0\leq y\leq L_y}{\mathrm{Max}} \sum(y) = \left(2\cdot\ln\left(\frac{L_y}{\varepsilon}\right)\cdot\frac{1}{L_y}\cdot\int_{-\infty}^{+\infty}\sum{}^2(y)dy\right)^{1/2} \qquad 2,13)$$

und

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\Sigma^2(y)dy = \int_{-\infty}^{+\infty}\Big(\sum_i \Psi(y-y_i)\Big)^2 dy = \int_{-\infty}^{+\infty}\sum_{ij}\Psi(y-y_i)\Psi(y-y_j)dy \qquad (4.4.)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty}\sum_i \Psi^2(y-y_i)dy$$

wobei $V = L_x L_y L_z$ ist und n_v die Anzahl der Hindernisse pro Volumeneinheit ist, erhält man:

$$\Big(\Big\langle \underset{0\le y\le L_y}{\text{Max}} \Sigma^2(y)\Big\rangle\Big)^{1/2} = (L_x L_z n_v 2\cdot \ln(\tfrac{L_y}{\varepsilon}))\cdot \int_{-\infty}^{+\infty}\Psi^2(y)dy)^{1/2} \qquad (4.5.)$$

(4.5.) in (4.3.) eingesetzt ergibt:

$$\bar{H}_C = \frac{(\ln(\frac{L_y}{\varepsilon}))^{1/2}}{\sqrt{2}(L_x L_z)^{1/2} M_s}\cdot n_v^{1/2}\cdot\Big(\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi^2(y)dy\Big)^{1/2} \qquad (4.6.)$$

Die Zahl der statistisch unabhängigen Stellungen $\frac{L_y}{\varepsilon}$ geht in (4.6.) logarithmisch ein und hat daher auf $\bar{H}_C$ nur wenig Einlfuß. ε wird von TRÄUBLE gleich der BW-Dicke δ gesetzt. Die Tatsache, daß $\Sigma(y)$ als Zufallsvariable aufgefaßt wird, hat zur Folge, daß der $\Sigma(y)$-Verlauf im Widerspruch zur Realität völlig unzusammenhängende Formen annehmen kann. Da aber in diesem Modell nur die Maximalamplitude von $\Sigma(y)$ auf einer Strecke L_y interessiert, kommt diesem Sachverhalt wenig Bedeutung zu.

PFEFFER[14] hat mit der Theorie der homogenen Zufallsfunktionen ebenfalls $\bar{H}_C$ nach (4.3.) berechnet. Diese Behandlung berücksichtigt, daß $\Sigma(y_1)$ und $\Sigma(y_2)$ als Werte einer homogenen Zufallsfunktion Σ nicht statistisch unabhängig sind. Das Ergebnis unterscheidet sich nicht von (4.6.). Das Verfahren gestattet aber, die Korrelationslänge ε zu berechnen.

4.1.1.2. Flexible BW

Bei TRÄUBLE bleibt unberücksichtigt, daß sich die BW auf Grund ihrer Flexibilität in Kontakt mit der Hindernisverteilung auswölben kann. Experimentell sind gewölbte Spuren von 180°-Wänden mit Bittertechnik auf Oberflächen von $YFeO_3$-Einkristallen sichtbar gemacht worden[2,15]. Isotrope Auswölbungen sind wegen auftretender magnetischer "Ladungen" auf der Wandfläche energetisch ungünstig. Eine polfreie Wölbung ist möglich, wenn die Wand sich zylinderförmig um die Achse wölbt, die parallel zum Differenzvektor $(\underline{M}_1-\underline{M}_2)$ der Magnetisierungsvektoren auf beiden Seiten der Wand liegt. Die streufeldfreie Auswölbung einer 180°-BW ist in Fig. 17b dargestellt.

HAASEN[3] hat auf der Grundlage einer Theorie, die ursprünglich von LABUSCH[16] zur Bestimmung der kritischen Schubspannung auf Versetzungen in Mischkristallen angelegt war, eine Berechnung der Koerzitivfeldstärke durchgeführt, wobei polfreie Auswölbung an Hindernissen eingeschlossen ist.

Die BW liege im wesentlichen parallel zur x,z-Ebene, wie in Fig. 17b dargestellt. In z-Richtung mittelt die BW wegen ihrer Starrheit mit gleichen Gewichten über starke und schwache Wechselwirkungen. Es wird daher die Projektion der Wand und der Hindernisse in der x,y-Ebene betrachtet. Die Flächenkonzentration der Hindernisse in der x,y-Ebene ist $L_z \cdot n_v$, wobei L_z die Projektionslänge ist. Die BW kann sich in y-Richtung der Hindernissverteilung anpassen, soweit es die BW-Energie γ erlaubt.

In der x,y-Ebene wird eine Verteilungsfunktion $\varsigma(y)$ definiert: $\varsigma(y)dy$ gibt die Anzahl der Hindernisse an, deren Abstand in y-Richtung zur BW-Projektion (BWP) zwischen y und y+dy liegt. Da die BWP im wesentlichen parallel zur x-Achse liegt und nur schwache Wölbungen angenommen werden, ändert

sich $\varrho(x)$ nur wenig und kann als unabhängig von x betrachtet werden. Bei verschwindender Wechselwirkung ist $\varrho(y)$ konstant und gleich $n_v \cdot L_z$. Ist $\varrho(y)$ bekannt, so läßt sich für die Gleichgewichtsfeldstärke H_o auf die BWP in Kontakt mit der Hindernisverteilung angeben:

$$\bar{H}_C = \frac{1}{2M_s L_z} \int_{-\infty}^{+\infty} \varrho(y) \cdot \Psi(y) dy \qquad (4.7.)$$

wobei $\Psi(y)$ das Wechselwirkungsprofil eines Hindesnisses ist. Hier ist die Beschränkung bei Ψ auf eine Koordinate y ebenfalls eine Näherung, die bei kleinen Auswölbungen zulässig ist. Die Änderung des senkrechten Abstandes zwischen BWP und Hindernis auf einer Länge, die etwa gleich der Reichweite des Hindernisses ist, muß klein sein.

Die Koerzitivfeldstärke $\bar{H}_C$ wird in diesem Modell als Mittelwert der Grenzfeldstärke bei verschiedenen Lagen der BWP bestimmt. Im Gegensatz zu (4.1.) wird über alle Hindernisse gemittelt und nicht nur über die größten auf einer Länge L_y. Die zugehörige stationäre Verteilungsfunktion ϱ_C wurde von LABUSCH[17] exakt berechnet. Hier soll nur eine vereinfachte Betrachtung gegeben werden.

In Abb. 19 ist eine BWP durch eine Linie dargestellt, die die Lage der Wandmitte angibt. Läuft die BWP bei x=0 gegen ein anziehendes Hindernis (z.B. kugelförmiges nichtmagnetisches Teilchen, Abschnitt 4.1.3.), so ist ihre Lage y(x=0) vor dem Hindernis relativ zur mittleren Position y vorgeschoben. Aus Fig. 19 ist zu entnehmen:

$$dy(x=0) = dy + G(x=0)d\Psi = dy + G(x=0)\frac{d\Psi}{dy}dy(x=0) \qquad (4.8.)$$

$\dot{G}(x=0)$ ist eine Konstante mit der Dimension einer reziproken "Richtgröße". Sie gibt die Auslenkung der BWP unter Wirkung einer Einheitspunktkraft am Ort x=0 an. G(x) ist die Response-

funktion mit der die BWP auf die Punktkraft bei x=0 reagiert und wird aus der Kräftebilanz bestimmt:

$$\gamma \cdot L_z \cdot \frac{d^2G(x)}{dx^2} - \alpha G(x) + \delta(x)=0 \qquad (4.9.)$$

mit

$$\alpha = \int_{-\infty}^{+\infty} \varrho(y) \cdot \frac{d\Psi}{dy}\, dy \qquad (4.10.)$$

α ist die mittlere Krümmung der Hindernispotentiale über die gesamte Länge der BWP und beschreibt die mittlere Reaktion aller Hindernispotentiale auf die Verschiebung durch die Punktkraft. Aus (4.9.) bestimmt man:

$$G(x) = \frac{1}{2\sqrt{\alpha \cdot \gamma L_z}} \exp\left(-\sqrt{\frac{\alpha}{\gamma L_z}}|x|\right) \qquad (4.11.)$$

Die Responsefunktion hängt über α von der Verteilung der Hindernisse entlang der BWP ab. $\sqrt{\frac{\gamma \cdot L_z}{\alpha}} = L_o$ ist die charakteristische Länge, die angibt, wann die Auslenkung bei x=0 in y-Richtung auf 1/e abgefallen ist. Man kann L_o auch so auffassen, daß unter Wirkung einer Punktkraft die BWP nur auf eine Länge L_o reagiert. Bei TRÄUBLE reagiert die ganze Wand wegen ihrer Starrheit auf diese Punktkraft.

Für eine laufende BWP beschreibt $\varrho(y)$ die relativen Zeiten, die die BWP in verschiedenen Abständen vor den Hindernissen verbringt. Im stationären Zustand der Hindernisüberwindung bei H_C verhält sich daher die Dichte $\varrho_C(x=0)$ der vor anziehenden Hindernissen vorlaufenden BWP-Segmenten zur mittleren Dichte $\langle \varrho_C \rangle = n_v L_z$ proportional zu den Geschwindigkeiten v(x=0) zu $\langle v \rangle$ an diesen Stellen. Somit ist $\varrho(x=0)/\langle \varrho_C \rangle = v(x=0)/\langle v \rangle$ mit $v(x=0) = \frac{dy(x=0)}{dt}$ und $v = dy/dt$. Durch Differentation von (4.8.) erhält man die stationäre Verteilungsfunktion

$$\varrho_C(y) = \begin{cases} n_v L_z (1+G(0)\ \frac{d\Psi}{dy}) \\ 0 \end{cases} \qquad (4.12.)$$

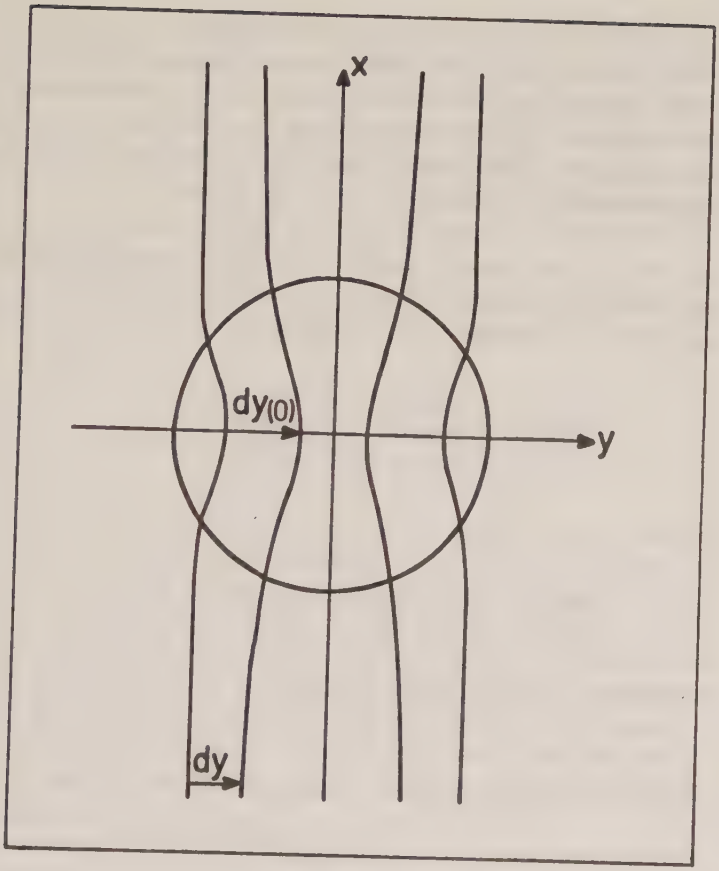


Fig. 19. Lokale Auswölbung einer 180°- BW an einem nichtmagnetischen Teilchen bei Bewegung der Wand von links nach rechts. Dargestellt ist die Spur der BW - Mitte in der x,y-Ebene ohne Berücksichtigung der BW - Dicke.

$\varrho_C(y)=0$ tritt ein, wenn $n_v L_z(1+G(0)\frac{d\Psi}{dy})<0$ ist, da $\varrho_C(y)$ nicht negativ sein kann. In der Verteilungsfunktion entsteht eine Lücke, deren eine Kante in gewissen Grenzen frei wählbar ist, während die andere durch Erhaltung der Teilchenzahl $\int_{-\infty}^{\infty}(\varrho(y)-n_v L_z)dy=0$ festgelegt ist[16,17] (siehe auch Abschnitt 4.1.2.2.).

Aus (4.7.) und (4.12.) erhält man einen Ausdruck für $\overline{H}_C$, der noch G(0) enthält. G(0) läßt sich aus (4.10.), (4.11.) und (4.12.) bestimmen und das Ergebnis ergibt sich zu[16]:

$$\overline{H}_C = C_1 \cdot \frac{n_v^{2/3} \cdot w^{1/3} \cdot \Psi_o^{4/3}}{2M_s \cdot L_z^{2/3} \cdot \gamma^{1/3}} \qquad (4.13.)$$

Für das Profil der Wechselwirkung wurde

$$\Psi(y) = \Psi_o \cdot (\frac{2y}{w}) \cdot \frac{1}{(1+(\frac{y}{w})^2)^2}$$

angenommen und zur Vereinfachung der Rechnung in (4.12.) die 1 weggelassen, d.h. $L_z n_v \ll 1$. w ist ein Maß für die Reichweite von $\Psi(y)$ und Ψ_o die Maximalkraft eines Einzelhindernisses. C_1 ist eine Konstante der Größenordnung 1.

(4.13.) gilt nur für sehr kleine n_v. Bei der Herleitung wurde lediglich ein Hindernis betrachtet und die Wirkung der anderen durch einen statistischen Mittelwert erfaßt.

Schon durch Projektion kommen die Hindernisse im Normalfall in der x,y-Ebene dicht zu liegen, so daß die Flächendichte hoch ist. Es entstehen günstig angeordnete Hindernisse, die auf die BWP wie ein einzelnes Hindernis wirken. Die über eine Länge der Größenordnung L_o gemittelten Schwankungen sind daher als effektive Hindernisse $\sum_{eff}(y)$ anzusehen. Segmen-

te der BWP von dieser Länge können sich unabhängig bewegen. Unter dem Druck eines Magnetfeldes überwinden daher solche Segmente zunächst schwache Hindernisse, die dann dem Rest der BWP die Überwindung von schweren Hindernissen erleichtern. Man hat ein Spektrum von effektiven Hindernissen, das in diesem Modell durch den quadratischen Mittelwert ersetzt werden kann. Die mittlere Stärke der effektiven Hindernisse ergibt sich mit (4.4.):

$$\left(\left\langle\left(\sum_{eff}\right)^2\right\rangle\right)^{1/2} = \left(\left\langle\left(\left\langle\sum\right\rangle_{L_o}\right)^2\right\rangle_V\right)^{1/2} =$$

$$\left(\frac{1}{V}\int_V\left(\frac{1}{L_o}\int_{-L_o/2}^{+L_o/2}\sum_i \Psi(y-y_y)dx'\right)^2 dxdydz\right)^{1/2}$$

$$= (L_z L_o n_v)^{1/2}\left(\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi^2(y)dy\right)^{1/2} \qquad (4.14.)$$

$\left\langle\left(\left\langle\sum\right\rangle_{L_o}\right)^2\right\rangle_V$ ist der Mittelwert von $\left(\left\langle\sum\right\rangle_{L_o}\right)^2$ über ein Kristallvolumen $V=L_xL_yL_z$ und $\left\langle\sum\right\rangle_{L_o}$ der Mittelwert von $\sum$ über die charakteristische Länge L_o. Die Behandlung von Ψ unabhängig von x ist eine Näherung, die zulässig ist für $n_v w L_o L_z \gg 1$, wobei w die mittlere Reichweite eines effektiven Hindernisses ist.

Zur Bestimmung der Reichweite w der effektiven Hindernisse betrachtet man die Korrelationsfunktion[18]:

$$B(\eta) = L_z L_o n_v \int_{-\infty}^{+\infty}\Psi(y+\eta)\cdot\Psi(y)dy \qquad (4.15.)$$

Die Entwicklung von $B(\eta)$ bis zum quadratischen Term ergibt $B(\eta) = B(0) + 1/2B''(0)\eta^2$, da die erste Ableitung $B'(0)$ nach η Null ist. Eine mittlere Reichweite w der effektiven Hindernisse kann durch die Gleichung $B(w) = 0$ festgelegt werden:

$$B(0) + \frac{1}{2}B''(0)w^2 = 0$$

Daraus erhält man:

$$w = \left(\frac{2\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi^2(y)dy}{\int_{-\infty}^{+\infty}(\Psi'(y))^2dy}\right)^{1/2} \qquad (4.16.)$$

Die Anzahl $n_{v_{eff}}$ der effektiven Hindernisse pro Volumen ergibt sich mit (4.16.) zu:

$$n_{v_{eff}} \approx \frac{1}{wL_oL_z} = \frac{1}{\sqrt{2}\cdot L_oL_z}\cdot\left(\frac{\int_{-\infty}^{+\infty}(\Psi'(y))^2dy}{\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi^2(y)dy}\right)^{1/2} \qquad (4.17.)$$

Durch Einsetzen der effektiven Hindernisstärke Σ_{eff} (4.14.), Reichweite w (4.16.) und Volumenanzahl $n_{v_{eff}}$ (4.17.) in (4.13.) anstelle der entsprechenden Größen für die Einzelhindernisse folgt:

$$\overline{H}_C = C_2 \cdot \frac{n_v^{2/3}}{2M_sL_z^{2/3}\gamma^{1/3}}\left(\int_{-\infty}^{+\infty}\Psi^2(y)dy\right)^{1/2}\left(\int_{-\infty}^{+\infty}(\Psi'(y))^2dy\right)^{1/6} \qquad (4.18.)$$

wobei C_2 eine Konstante in der Größenordnung 1 ist.

(4.18.) enthält im Vergleich zu (4.6.) die Wandenergie γ und nicht die Ausdehnung L_x der Wand in x-Richtung. Durch γ wird die charakteristische Länge L_o bestimmt, die die Ausdehnung der Wand in x-Richtung angibt, auf der sie als starr zu betrachten ist. Sonst enthalten beide Beziehungen ähnliche Potenzen der physikalischen Parameter.

Für große BW-Flächen und $L_x \gg L_o$ wird H_C nach (4.6.) kleiner als nach (4.18.), da die Hindernisse mit gleichen Gewichten über $L_x \cdot L_z$ gemittelt werden, in (4.18.) aber nur über L_zL_o.

4.2.1. Anfangssuszeptibilität χ_a

Die Anfangssuszeptibilität χ_a ist ein Maß für die reversibel verlaufende Magnetisierbarkeit einer Probe im entmagnetisierten Zustand bei kleinen Feldänderungen ΔH. Die wahre Anfangssuszeptibilität ist definiert:

$$\chi_a = \left.\frac{\Delta M}{\Delta H}\right|_{\substack{M \to 0 \\ H \to 0}} \qquad (4.19.)$$

wobei M die pauschale Magnetisierung und H das innere Feld der Probe ist. Die scheinbare Anfangssuszeptibilität ist auf das äußere Feld bezogen und enthält den Einfluß des entmagnetisierenden Feldes. Die Umrechnung erfolgt nach der in 3.4.1. angegebenen Beziehung.

4.1.2.1. Starre BW

Ist L_y der mittlere BW-Abstand, so ist $\frac{1}{L_y}$ die gesamte BW-Fläche pro cm^3. Für die Magnetisierungsänderung ΔM unter ΔH gilt daher:

$$\Delta M = 2 \cdot M_s \cdot \frac{1}{L_y} \cdot \Delta y \qquad (4.20.)$$

ΔH ist aus (4.2.) zu bestimmen und man erhält für die Anfangssuszeptibilität (4.19.):

$$\overline{\chi}_a = 4 M_s^2 \cdot \frac{L_x L_z}{L_y} \cdot \left\langle \left(\frac{d \sum(y)}{dy}\right)_{H=0} \right\rangle^{-1} \qquad (4.21.)$$

wobei die Mittelwertbildung über die Steigungen der Nulldurchgänge von $\sum(y)$ zu erfolgen hat, die mit Wänden besetzt sind. Der Querstrich über χ in (4.21.) gibt an, daß nur der Einfluß von $\sum(y)$ betrachtet wird.

Zur Bestimmung von $\bar{\chi}_a$ nach (4.21.) ist die Steigung von $\Sigma(y)$ im Nulldurchgang wichtig. Aussagen über lokale Eigenschaften (Abschnitt 4.1.2.) von $\Sigma(y)$ sind aber mit der Theorie der statistisch unabhängigen Prozesse nur über Zusatzannahmen möglich. (TRÄUBLE[2]: parabelförmiger Verlauf von $\Sigma(y)$ zwischen zwei benachbarten Nulldurchgängen). Die statistische Berechnung von (4.21.) nach der Theorie der homogenen Zufallsfunktionen bedarf hinsichtlich des $\Sigma(y)$-Verlaufs keiner Zusatzannahmen. PFEFFER[14] erhält unter Voraussetzung, daß die Nulldurchgänge bevorzugt werden, die im Potentialfeld am tiefsten liegen:

$$\bar{\chi}_a = 4\, M_s^2 \frac{(L_x L_z \pi)^{1/2}}{L_y \sqrt{2}\, n_v^{1/2}} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (\Psi'(y))^2 dy \right)^{-1/2} \qquad (4.22.)$$

Für das Produkt aus $\bar{H}_C$ (4.6.) und $\bar{\chi}_a$(4.22.) erhält man:

$$\bar{H}_C \cdot \bar{\chi}_a = \frac{M_s \sqrt{2\pi} \cdot w}{L_y} \left(\ln\left(\frac{L_y}{w}\right)\right)^{1/2} \qquad (4.23.)$$

Das Produkt $\bar{\chi}_a \cdot \bar{H}_C$ ist unabhängig von der Teilchenzahldichte n_v und ein Maß für die Reichweite w.

4.1.2.2. Flexible BW

Eine geschlossene Berechnung von $\bar{\chi}_a$ in diesem Modell[3] ist bisher noch nicht durchgeführt worden. Hier wird daher lediglich ein Ansatz gegeben, aus dem von LABUSCH[19] die Abhängigkeit der Anfangssuszeptibilität $\bar{\chi}_a$ von n_v und d bis auf einen numerischen Faktor abgeschätzt wurde.

Für eine BWP mit der mittleren Position bei $\bar{y}$ an einem effektiven Hindernis $\Sigma_{eff}(y)$ wird die lokale Auswölbung an der Stelle $y(x=0)$ beschrieben durch:

$$y - y(x=0) = G(0)\,\Sigma_{eff}(y) \qquad (4.24.)$$

Graphisch erhält man aus dieser Gleichung die lokalen stabilen Lagen aus den Abszissen der Schnittpunkte einer Geraden der Steigung $\frac{1}{G(0)}$ mit $\Sigma_{eff}(y)$. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der y-Achse gibt die mittlere Position $\bar{y}$ an. In Fig. 20a liegt die BWP bei Magnetfeld Null im Mittel auf den Hindernissen bei y=0 und die lokalen Auswölbungen werden durch die oben dargestellte graphische Konstruktion erhalten. Die Verteilungsfunktion ς_{eff} für die effektiven Hindernisse

$$\varsigma_{eff} = \frac{1}{w \cdot L_o}\,(1 + G(0)\,\Sigma'_{eff}(y)) \qquad (4.25.)$$

hat eine symmetrische Lücke, d.h. die BWP ist im Mittel gleich oft vor und hinter einem Hindernis anzutreffen (Fig. 20b).

Unter einem Magnetfeld ΔH wird die Verteilungsfunktion (4.25.) um $\Delta y_o(x=0)$ verschoben und es gilt für das Kräftegleichgewicht:

$$\Delta y_o \cdot \Sigma_{eff}(y_o)\,\varsigma_{eff}(y_o) = \Delta H \cdot M_s \cdot L_z$$

Durch Differentiation von Gleichung (4.24.) und mit (4.25.) ergibt sich:

$$\frac{\Delta y}{\Delta H} = \frac{M_s L_z L_o w}{\Sigma_{eff}(y_o)} \qquad (4.26.)$$

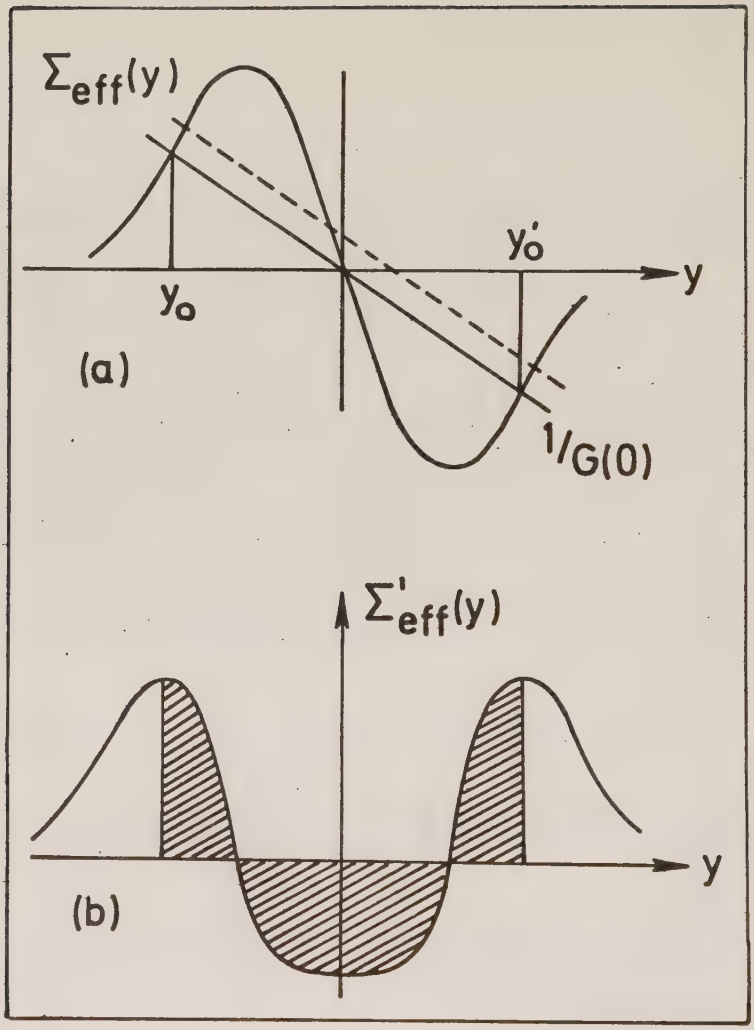


Fig. 20. (a) Kraftprofil eines effektiven Hindernisses. Durch die Abszissen (y_o und y_o') der Schnittpunkte der ausgezogenen Geraden mit dem Profil werden die stabilen Lagen vor und hinter dem Hindernis bei H=0 angegeben. Unter Wirkung eines kleinen Magnetfeldes werden die stabilen Lagen durch die gestrichelt gezeichnete Gerade erhalten.
(b) Verteilungsfunktion bei Vernachlässigung der 1 in (4.25.) für H=0. Im schraffierten Gebiet liegt die Lücke, die symmetrisch zu y=0 ist, d.h. vor und hinter dem Hindernis ist die Wahrscheinlichkeit gleich, eine BW anzutreffen.

Zusammen mit (4.20.) und (4.19.) erhält man daraus:

$$\bar{\chi}_a = \frac{M_s^2 \, L_z \, L_o \, w}{L_y \sum_{eff}(y_o)} \qquad (4.27.)$$

$\sum_{eff}(y_o)$ wurde von LABUSCH[19] aus G(0) und α bestimmt und er erhält:

$$\bar{\chi}_a = C_3 \cdot \frac{M_s^2 \cdot \gamma^{1/3}}{L_z^{1/3} \, n_v^{2/3} \, (\int_{-\infty}^{+\infty} (\Psi'(y))^2 dy)^{2/3}} \qquad (4.28.)$$

wobei C_3 eine numerische Konstante ist. Das Produkt aus (4.18.) und (4.28.):

$$\bar{\chi}_a \cdot \bar{H}_C = C_2 \cdot C_3 \frac{M_s \cdot w}{L_z} \qquad (4.29.)$$

ist unabhängig von n_v und wird wie bei TRÄUBLE in (4.23.) durch die Reichweite w bestimmt.

4.1.3. Elementare Wechselwirkungskraft BW-nichtmagnetisches Teilchen

Zur Anwendung der Beziehungen (4.6.) und (4.18.) für $\bar{H}_C$ und (4.22.), (4.28.) für $\bar{\chi}_a$ auf die experimentellen Ergebnisse ist die elementare Wechselwirkungskraft Ψ zwischen einem nichtmagnetischen Einschluß und einer 180°-BW zu bestimmen. Wegen der guten Passung Teilchen-Matrix (Abschnitt 2.1.3.) gibt es keine elastische Wechselwirkung. Die überwiegende Wirksamkeit von Fremdkörper- bzw. Streufeldwechselwirkung (Abschnitt 1.2.) hängt bei kugelförmigen Teilchen vom Verhältnis ihres Durchmessers d zur BW-Dicke δ ab[4]. Eine Abschätzung für die Größenordnung von δ ist die Beziehung[9]:

$$\delta = \sqrt{\frac{A \cdot S^2 \pi^2}{K_1 \cdot a}} = \sqrt{\frac{0.3 \ \Theta \cdot k \pi^2}{4 K_1 \cdot a}} \approx 700 \text{ Å} \qquad (4.30.)$$

mit A=Austauschenergie, S=Spinzahl, $K_1 = 1.3 \cdot 10^4 \text{erg/cm}^3$ Kristallanisotropiekonstante, a=2.54Å Abstand von {110}-Ebenen, Θ =163 K mittlere Curie-Temperatur und k Boltzmann Konstante. Für die Stärke der Fremdkörperwechselwirkungskraft ist die BW-Energie γ entscheidend:

$$\gamma = \sqrt{\frac{0.3 \ \Theta \ \cdot k \pi^2 K_1}{a}} \approx 1.8 \cdot 10^{-1} \text{ erg/cm}^2 \qquad (4.31.)$$

Den Abschätzungen (4.30.) und (4.31.) liegt die Annahme winkelgleicher Schritte bei der Drehung der Magnetisierung in der Wand zugrunde. Der Verlauf der Energiedichte in der Wand wird somit durch ein Kastenprofil beschrieben. Der Einfluß magnetostriktiver Eigenspannungen der BW sowie die Winkelabhängigkeit des Kristallanisotropiebeitrages ist vernachlässigt. Für δ haben diese Vereinfachungen beträchtliche Auswirkungen[9,20].

Bei der Behandlung der Wechselwirkung von nichtmagnetischen Teilchen und 180°-BW durch DIJKSTRA und WERT[4] wird der Verlauf der Energiedichte E in der BW durch ein Dreiecksprofil angenähert. Die Kraft auf das Teilchen wirkt innerhalb der Wand mit konstantem Betrage zur Wandmitte hin. Für $d < \delta$ ergibt sich die Fremdkörperwechselwirkungsenergie Φ_{Fr} aus dem Produkt von Wandenergiedichte E mit dem Teilchenvolumen V_T. Die Streufeldwechselwirkungsenergie Φ_{Str} wird aus dem Unterschied in der Streufeldenergie eines Dipols und Quadrupol bestimmt. Ein Vergleich der beiden resultierenden Kräfte Ψ_{Fr} und Ψ_{Str} zeigt, daß beide für $d \approx \delta/4$ gleich groß sind.

Eine genauere Bestimmung von Ψ_{Fr} und Ψ_{Str} ist von K.SCHRÖDER[21] durchgeführt worden. Er beschreibt den Verlauf der Energiedichte $E(y-y_o)$ als Funktion des Abstandes $(y-y_o)$ von der Wandmitte bei y_o durch:

$$E(y-y_o) = \frac{E_o}{(1+(\frac{y-y_o}{\Delta})^2)^2} \qquad (4.32.)$$

wobei Δ ein Maß für die BW-Dicke und E_o eine zu bestimmende konstante Energie ist. Durch dieses Profil wird berücksichtigt, daß die Auslenkung der Magnetisierung am BW-Rand mit weniger Energieaufwand verbunden ist als in der Mitte. Φ_{Fr} wird berechnet nach:

$$\Phi_{Fr} = \int_{V_T} \frac{E_o}{(1+(\frac{y-y_o}{\Delta})^2)^2} \, dV \qquad (4.33.)$$

wodurch die Beschränkung auf kleine Teilchendurchmesser entfällt. Die Bestimmung von Φ_{Str} erfolgt nach:

$$\Phi_{Str} = \frac{1}{2} \int_{O_T} U_o \underline{M}_s \, d\underline{O} \qquad (4.34.)$$

U_o ist das magnetische Potential an der Oberfläche O_T des Teilchens. Wie bei der Abschätzung von DIJKSTRA und WERT wird in der Umgebung des Einschlusses ein ungestörter Spinverlauf angenommen. SCHRÖDER selbst, wie auch andere Autoren[2,9], weisen aber darauf hin, daß durch diese Annahme die Streufeldwechselwirkung wesentlich zu hoch eingeschätzt wird. Die auf der Oberfläche des Teilchens lokalisierten magnetischen "Ladungen" bewirken eine Auslenkung der Magnetisierung in der Umgebung, wodurch eine beträchtliche Verminderung von Φ_{Str} erreicht wird. Rechnungen, die diesen Einfluß quantitativ berücksichtigen, sind nicht be-

kannt. An Teilchen, die größer als die BW-Dicke sind, bilden sich Sekundärstrukturen aus (Neélsche Zipfelmützen), die ebenfalls die Energie des magnetischen Streufeldes reduzieren. Zur Auswertung der experimentellen Ergebnisse ist es daher realistisch, lediglich die Fremdkörperwechselwirkungskraft Ψ_{Fr} aus (4.33.) zu berechnen und in die theoretischen Beziehungen für $\overline{H}_C$ und $\overline{\chi}_a$ einzusetzen. E_o in (4.33.) wird so bestimmt, daß $\int_{-\infty}^{\infty} E(y)dy$ die BW-Energie γ ergibt: $E_o = \frac{2\gamma}{\pi\Delta}$. Mit den reduzierten Koordinaten $\varsigma = \frac{d}{2\Delta}$, $\xi = \frac{y}{\Delta}$ und $\xi_o = \frac{y_o}{\Delta}$ läßt sich (4.33.) schreiben:

$$\Phi_{Fr} = \Phi_o \cdot \Phi(\xi_o, \varsigma) \qquad (4.34.)$$

mit $$\Phi_o = 2\gamma \cdot \Delta^2$$

$$\Phi(\xi_o, \varsigma) = \int_{-\varsigma}^{+\varsigma} \frac{1}{(1+(\xi - \xi_o)^2)^2} (\varsigma^2 - \xi^2) d\xi$$

Für das Integral wird von K.SCHRÖDER ein geschlossener Ausdruck angegeben. Durch Differentiation nach dem Ort ξ_o der BW wird die elementare Wechselwirkungskraft

$$\Psi_{Fr} = \Psi_o \frac{\partial \Phi(\xi - \xi_o)}{\partial \xi_o} \qquad (4.35.)$$

erhalten mit $\Psi_o = 2 \cdot \gamma \cdot \Delta$

4.2. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie

4.2.1. Koerzitivkraft H_C als Funktion vom Teilchendurchmesser d

Nach (4.6.) und (4.18.) sind:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^2(y)dy \quad \text{und} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} (\Psi'(y))^2 dy$$

die Größen, die die Wechselwirkung des unmagnetischen Feldes mir der BW enthalten. SCHRÖDER[21] berechnet diese Ausdrücke aus (4.34.) und (4.35.) und erhält:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{Fr}^2(y)\,dy = \Psi_o^2 \Delta \overbrace{\left\{\frac{3\pi}{16}(4\varsigma^3 \cdot \operatorname{arctg}\varsigma + 2\ln(1+\varsigma^2) - 5\varsigma^2 + \frac{3\varsigma^2}{1+\varsigma^2}\right\}}^{Q(\varsigma)} \quad (4.36.)$$

$$\text{und} \int_{-\infty}^{+\infty} (\Psi'_{Fr}(y))^2\,dy = \frac{\Psi_o^2}{\Delta} \overbrace{\left\{\frac{9\pi}{32} \cdot \varsigma^6 \cdot \frac{9+5\varsigma^2}{(1+\varsigma^2)^3}\right\}}^{R(\varsigma)} \quad (4.37.)$$

$\Psi_o^2 \cdot \Delta \cdot Q(\varsigma)$ in (4.6.) bzw. (4.18.) eingesetzt ergibt jeweils $\bar{H}_C$ als Funktion von ς. Da im Experiment der Volumenbruchteil v konstant bleibt, ändert sich n_v mit ς. Die Umrechnung erfolgt nach: $n_v = v\frac{6}{\pi d^3} = v\frac{6}{(2\Delta)^3 \cdot \varsigma^3 \cdot \pi}$. Faßt man in (4.6.) alle nicht von ς abhängenden Größen auf der linken Seite mit $\bar{H}_C$ zu einem dimensionslosen Parameter $P_{Tr} \sim \bar{H}_C$ zusammen, so gilt:

$$P_{Tr} = \varsigma^{-3/2}(Q(\varsigma))^{1/2} \quad (4.38.)$$

mit

$$\bar{H}_C = P_{Tr} \cdot \frac{v^{1/2} \cdot 6^{1/2} \cdot \Psi_o \cdot (\ln(\frac{L_y}{w}))^{1/2}}{M_s \cdot 4 \cdot (L_x L_z)^{1/2} \cdot \Delta \cdot \pi^{1/2}} \quad (4.39.)$$

P_{Tr} als Funktion von ς ist in Fig.21 dargestellt. Eine entsprechende Zusammenfassung für (4.18.), die ebenfalls in Fig.21 aufgetragen ist, ergibt:

$$P_{Ha} = \varsigma^{-2}(Q(\varsigma))^{1/2} \cdot R(\varsigma)^{1/6} \quad (4.40.)$$

mit

$$\bar{H}_C = P_{Ha} \cdot \frac{\Psi_o^{4/3} \cdot \Delta^{1/3} \cdot v^{2/3} \cdot 6^{2/3} \cdot C_2}{M_s \cdot 2L_z^{2/3} \cdot \gamma^{1/3} \cdot (2\Delta)^2 \cdot \pi^{2/3}} \quad (4.41.)$$

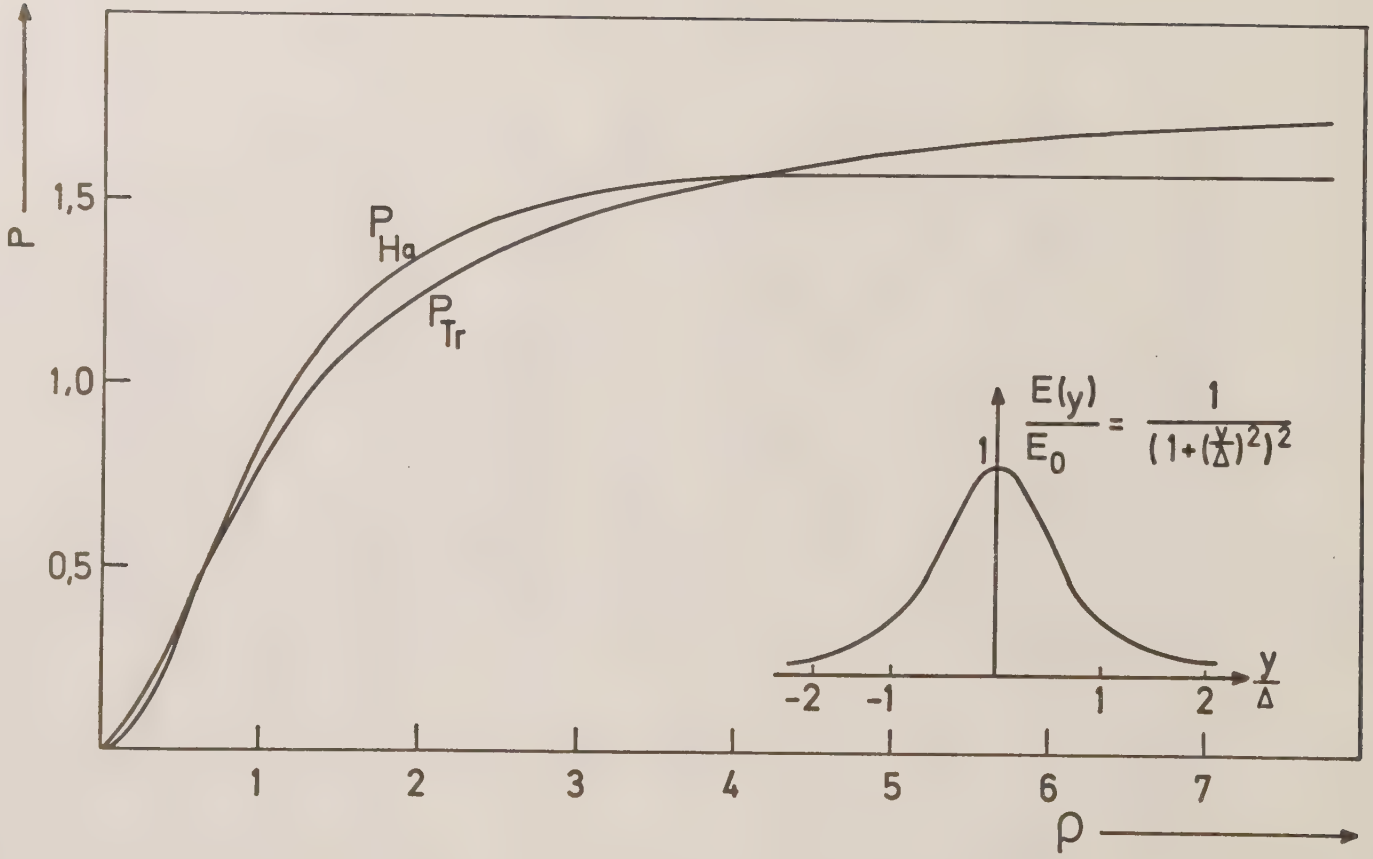


Fig. 21. P als Funktion von ρ entsprechend der Gleichungen (4.39.) und (4.40.).

P_{Tr} und P_{Ha} als Funktion von ϱ haben etwa den gleichen Verlauf. Für ϱ =6 fängt P_{Ha} an leicht abzufallen, während P_{Tr} ab ϱ=20 nahezu konstant wird. Um diese Kurven mit der experimentell gefundenen $H_C(d)$-Abhängigkeit vergleichen zu können, muß von den gemessenen H_C-Werten die Restkoerzitivfeldstärke H_{C_o} für d=0 abgezogen werden. $\overline{H}_C$ beschreibt lediglich den Einfluß eines Types von Hindernissen. $\overline{H}_{C_o}$ kommt aber im wesentlichen durch Versetzungen und auch durch Kleinwinkelkorngrenzen zustande. Beide Theorien geben Vorschriften an, wie sich die verschiedenen Wechselwirkungen überlagern, vorausgesetzt, sie sind kommensurabel. Nach TRÄUBLE[2] hat die Subtraktion entsprechend:

$$\overline{H}_C = (H_C^2 - H_{C_o}^2)^{1/2} \qquad (4.42.)$$

und nach LABUSCH[16] gemäß:

$$\overline{H}_C = (H_C^{3/2} - H_{C_o}^{3/2})^{2/3} \qquad (4.43.)$$

zu erfolgen. Diese Beziehungen ergeben sich aus beiden Theorien bei Berücksichtigung von verschiedenen Hindernistypen.

In Fig. 22 und 23 ist das Produkt $\overline{H}_C v^{-1/2}$ bzw. $\overline{H}_C v^{-2/3}$ für alle drei Auslagerungstemperaturen jeweils als Funktion von d aufgetragen. Die an verschiedenen Kristallen für gleiche Auslagerungstemperaturen und gleiche Teilchendurchmesser d erhaltenen H_C-Werte (Fig.12, 13 und 14) wurden gewichtet gemittelt, wodurch die Fehlerbalken entstehen. Durch die unterschiedliche Substraktionsvorschrift (4.42.) und (4.43.) ergibt sich für $\overline{H}_C(d)v^{-1/2}$ und $\overline{H}_C(d)v^{-2/3}$ kein wesentlich geänderter Kurvenverlauf. Qualitativ ist aber eine gute Übereinstimmung mit der theoretischen $\overline{H}(\varrho)$-Abhängigkeit entsprechend Fig.21 festzustellen: nach einem starken Anstieg für kleinere Teilchendurchmesser streben die Kurven einem Sättigungswert zu. Ein Maximum von H_C bei $d \approx \delta$ tritt nicht auf[22].

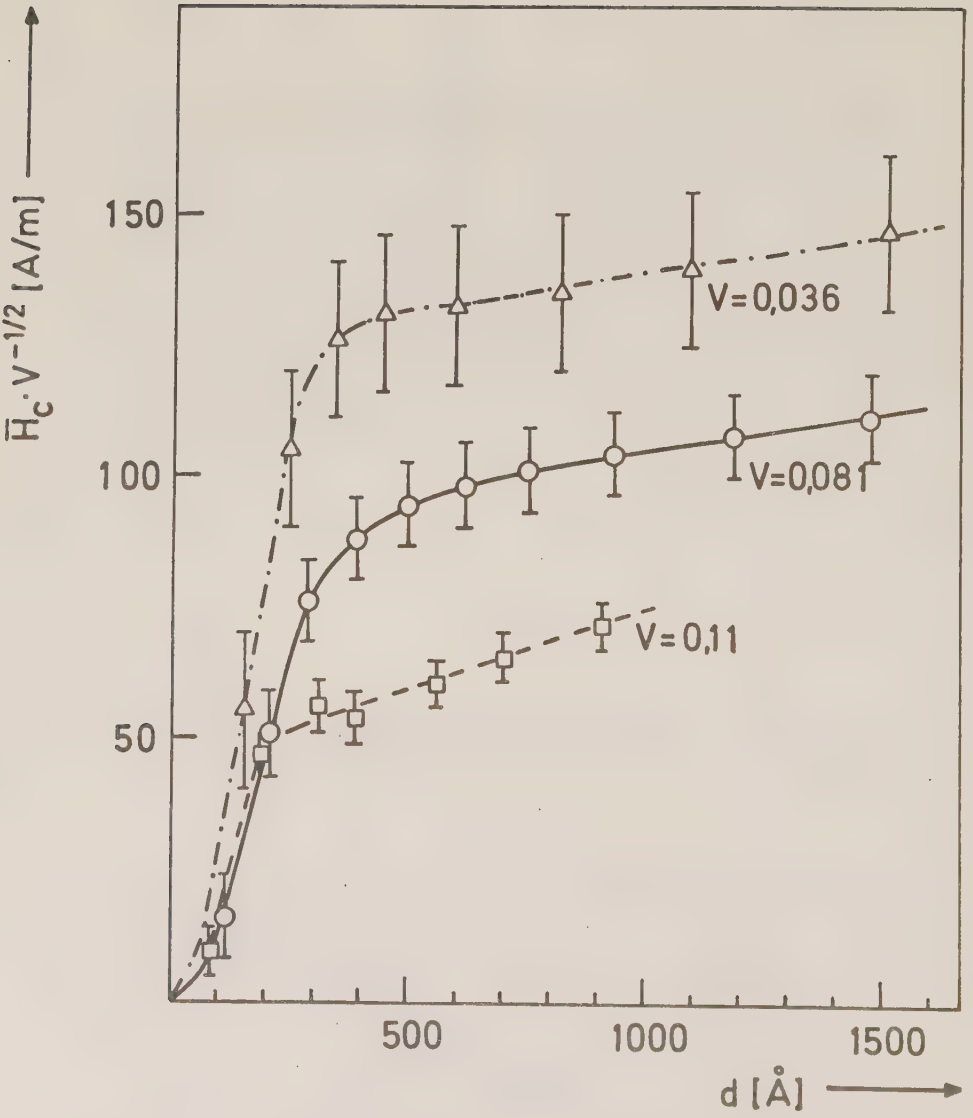


Fig. 22. Experimentelle Ergebnisse für $\bar{H} \cdot v^{-1/2}$ nach Träuble als Funktion von d. v ist für jede Kurve konstant. Die Fehlerbalken geben die Streuung für verschiedene Proben mit der gleichen Wärmebehandlung an.

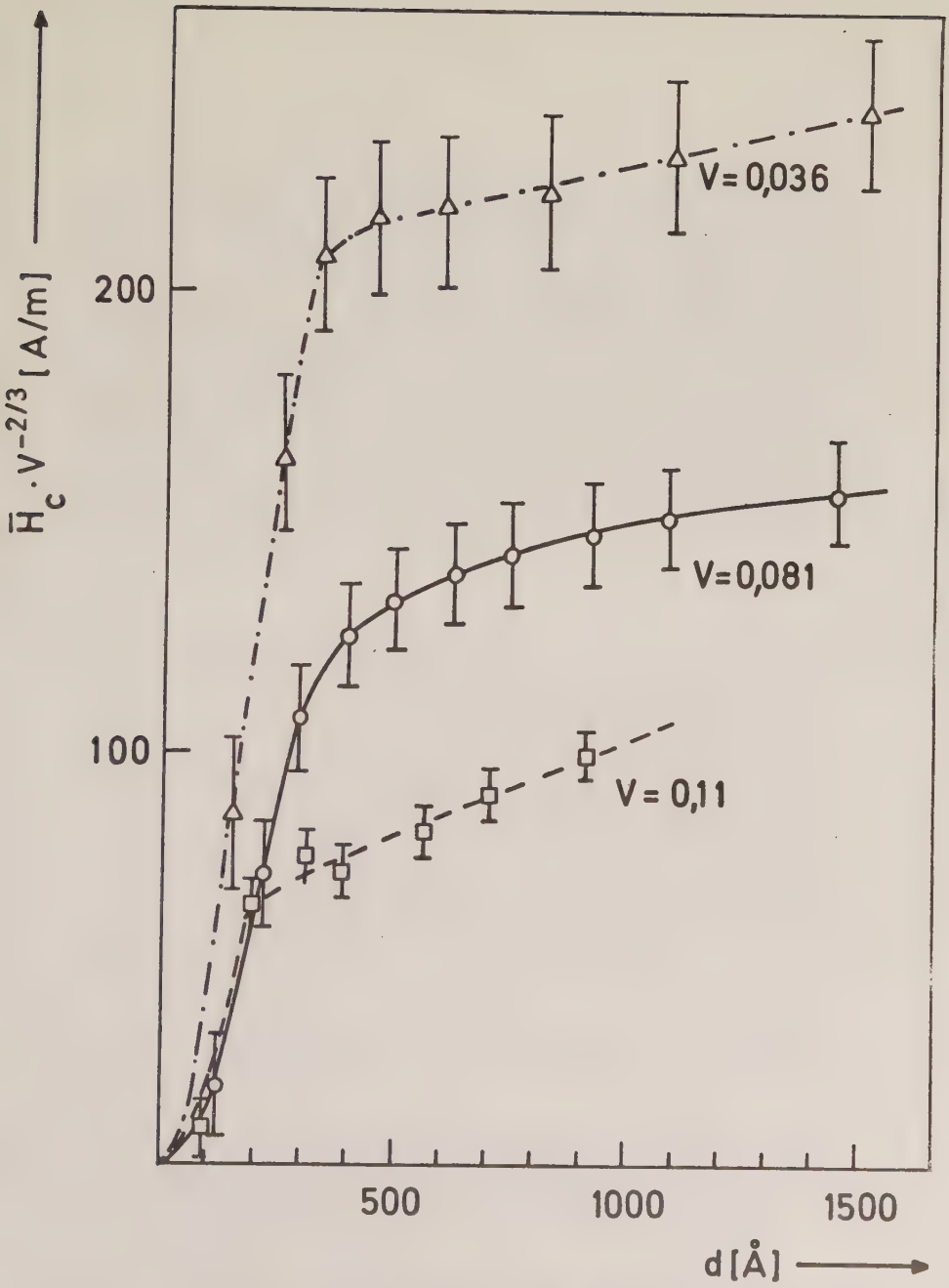


Fig. 23. Experimentelle Ergebnisse für $\bar{H} \cdot v^{-2/3}$ nach Haasen als Funktion von d. v ist für jede Kurve konstant. Die Fehlerbalken geben die Streuung für verschiedene Proben

In Fig. 22 und 23 ist H_C auf die Hälfte vom Sättigungswert bei d=220 Å angestiegen und in den theoretischen Kurven in Fig. 21 bei $\xi = 1$, also $\Delta = 110$ Å. Eine Zuordnung von Δ zu der in (4.30.) abgeschätzten BW-Dicke δ erhält man folgendermaßen: Bei dieser Bestimmung von δ wird ein rechteckiger Verlauf der Energiedichte innerhalb der BW angenommen, während Δ durch (4.32.) festgelegt wird. Wird die Höhe des Rechteckes in erster Näherung gleich 1/2 E_o gesetzt, so ergibt sich mit der Forderung nach Flächengleichheit unter beiden Profilen $\delta = \pi \cdot \Delta$, also $\Delta = 220$ Å. In Anbetracht der sehr vereinfachenden Annahmen, die der Berechnung von δ nach (4.30.) zugrunde liegen, ist die Übereinstimmung mit dem Wert Δ gut, der aus Fig. 22 und 23 bestimmt wurde.

In Fig. 15 ist H_C als Funktion von d von Proben aufgetragen, die ein H_{C_o} hatten, das wegen der tieferen Homogenisierungstemperatur (1000°C) um einen Faktor 4 höher lag. Mit den Subtraktionsvorschriften (4.42.) bzw. (4.43.) ergibt sich für $\overline{H}_C(d)$ dieser Proben ein Kurvenverlauf, der von dem Verlauf in Fig. 22 bzw. 23 bei entsprechenden Temperaturen deutlich abweicht. Der Anfangsanstieg für kleine d ist vergleichsweise sehr viel schwächer und ein Abbiegen in einen Sättigungswert nicht zu erkennen. Hierzu ist zu sagen, daß der Anteil an H_{C_o}, der von Kleinwinkelkorngrenzen herrührt, offenbar nicht nach (4.42.) bzw. (4.43.) abgezogen werden kann. Kleinwinkelkorngrenzen vermitteln durch besondere Versetzungsanordnungen zwischen kleinen makroskopischen Gitterdrehungen und -verkippungen ($\leq 1°$). Aus dieser gesamten Versetzungsanordnung resultiert eine Wechselwirkung mit Bloch-Wänden, die hinsichtlich Stärke. Reichweite und Verteilung nicht mit der von Einschlüssen und Einzelversetzungen vergleichbar ist. Unter solchen Voraussetzungen ist die Anwendung von (4.42.) bzw. (4.43.) sehr zweifelhaft. Für die Auftragung in Fig. 22 und 23 ist der Einfluß von H_{C_o} relativ zu $\overline{H}_C$ kleiner und die Subtraktion nach (4.42.) bzw. (4.43.) nicht ganz so kritisch.

Nach TRÄUBLE[2)] wird speziell der Spannungsanteil H_{C_σ} durch Versetzungen linear abgezogen. Seine statistische Auswertung liefert dieses Resultat aufgrund der Beschreibung der Wechselwirkung Versetzung-BW (Stufenversetzung auf einer Gleitebene parallel zur BW) durch eine spiegelsymmetrische Funktion Ψ_V mit $\langle \Psi_V \rangle \neq 0$. H_C wird aber durch die resultierende Wechselwirkungskraft $\Sigma(y)$ der projizierenden Hindernisse bestimmt. Für die Fluktationen ist es bei statistisch regelloser Verteilung der Einzelhindernisse gleichgültig, ob deren Wechselwirkung anziehend, abstoßend oder beides ist. Der Beitrag zu H_{C_σ} von Versetzungen sollte daher ebenfalls nach (4.43.) abgezogen werden.

Da $\bar{H}_C$ als Funktion von d nach der Theorie der starren und flexiblen BW qualitativ den gleichen Kurvenverlauf ergibt, ist über diese Abhängigkeit kein Aufschluß darüber zu erhalten, welches Modell der Realität besser gerecht wird. Hinsichtlich der Absolutwerte P_{Tr} (4.38.) und P_{Ha} (4.40.) ist lediglich eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung zu erwarten, da die geometrischen BW-Parameter wie L_x und L_z nur grob abschätzbar sind. Mit $H_C = 10$ A/m, $M_s = 0.25$ T, $v = 0.1$, $L_x = 0.2$ cm, $L_z = 2$ cm und $\frac{L_y}{w} = 10^4$ erhält man: $P_{Tr} \approx 140$ und $P_{Ha} \approx 20$. Aus Fig. 21 ist P etwa 1 zu entnehmen. P_{Ha} ist somit um einen Faktor 7 besser als P_{Tr}.

4.2.2. Anfangssuszeptibilität als Funktion vom Teilchendurchmesser

In (4.22.) lassen sich entsprechend dem vorangegangenen Abschnitt alle Größen, die nicht von ς abhängen, zu einem dimensionslosen Parameter S_{Tr} zusammenfassen, so daß mit (4.37.) gilt:

$$S_{Tr} = \varsigma^{3/2} (R(\varsigma))^{-1/2} = \frac{w}{\Delta\sqrt{2}P_{Tr}} \qquad (4.44.)$$

mit

$$\bar{\chi}_a = S_{Tr} \frac{8 \cdot M_s^2 \cdot (L_x L_z)^{1/2} \cdot \pi \Delta^2}{L_y \cdot v^{1/2} \cdot 6^{1/2} \cdot \Psi_o} \qquad (4.45.)$$

S_{Tr} als Funktion von ς ist in Fig. 24 aufgetragen. Für ς =0 ist S_{Tr} unendlich und hat für ς =1.5 (d=330 Å) ein Minimum.

Eine analoge Zusammenfassung in (4.28.) ergibt:

$$S_{Ha} = \varsigma^2 (R(\varsigma))^{-2/3} = \frac{w}{\Delta \cdot \sqrt{2} \cdot P_{Ha}} \qquad (4.46.)$$

mit

$$\bar{\chi}_a = S_{Ha} \frac{C_3 \cdot 4 \cdot M_s^2 \cdot \gamma^{1/3} \cdot \pi^{2/3} \cdot \Delta^{8/3}}{L_z^{1/3} \cdot v^{2/3} \cdot 6^{2/3} \cdot \Psi_o^{4/3}} \qquad (4.47.)$$

S_{Ha} als Funktion von ς ist ebenfalls in Fig. 24 aufgetragen. Die Kurvenverläufe von S_{Tr} und S_{Ha} unterscheiden sich erwartungsgemäß nur wenig, da P_{Tr} und P_{Ha} sehr ähnlich von abhängen. $(w/\Delta\sqrt{2}) = (Q(\varsigma)/R(\varsigma))^{1/2}$ ist in Fig. 24 gestrichelt eingezeichnet.

Von der experimentell bestimmten Anfangssuszeptibilität χ_a wird χ_o bei d=0 nach TRÄUBLE entsprechend:

$$\frac{1}{\bar{\chi}_a^2} = \frac{1}{\chi_a^2} - \frac{1}{\chi_o^2} \qquad (4.48)$$

und nach LABUSCH

$$\frac{1}{\bar{\chi}_a^{3/2}} = \frac{1}{\chi_a^{3/2}} - \frac{1}{\chi_o^{3/2}} \qquad (4.49.)$$

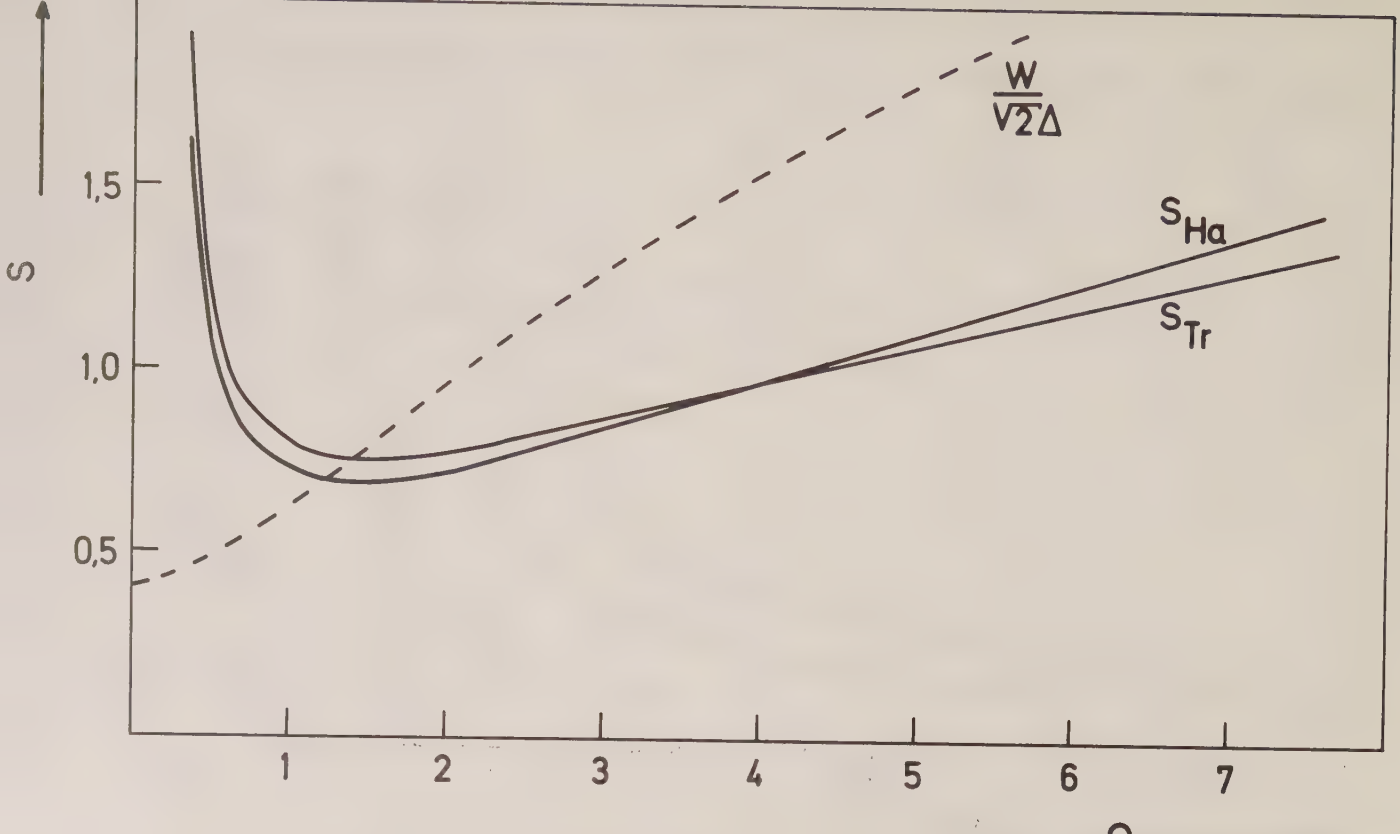


Fig. 24. S_{Tr} und S_{Ha} als Funktion von ϱ entsprechend der Gleichungen (4. 44.) und (4. 46.). Gestrichelt aufgetragen ist $\frac{W}{\sqrt{2}\cdot\Delta}$ als Funktion von .

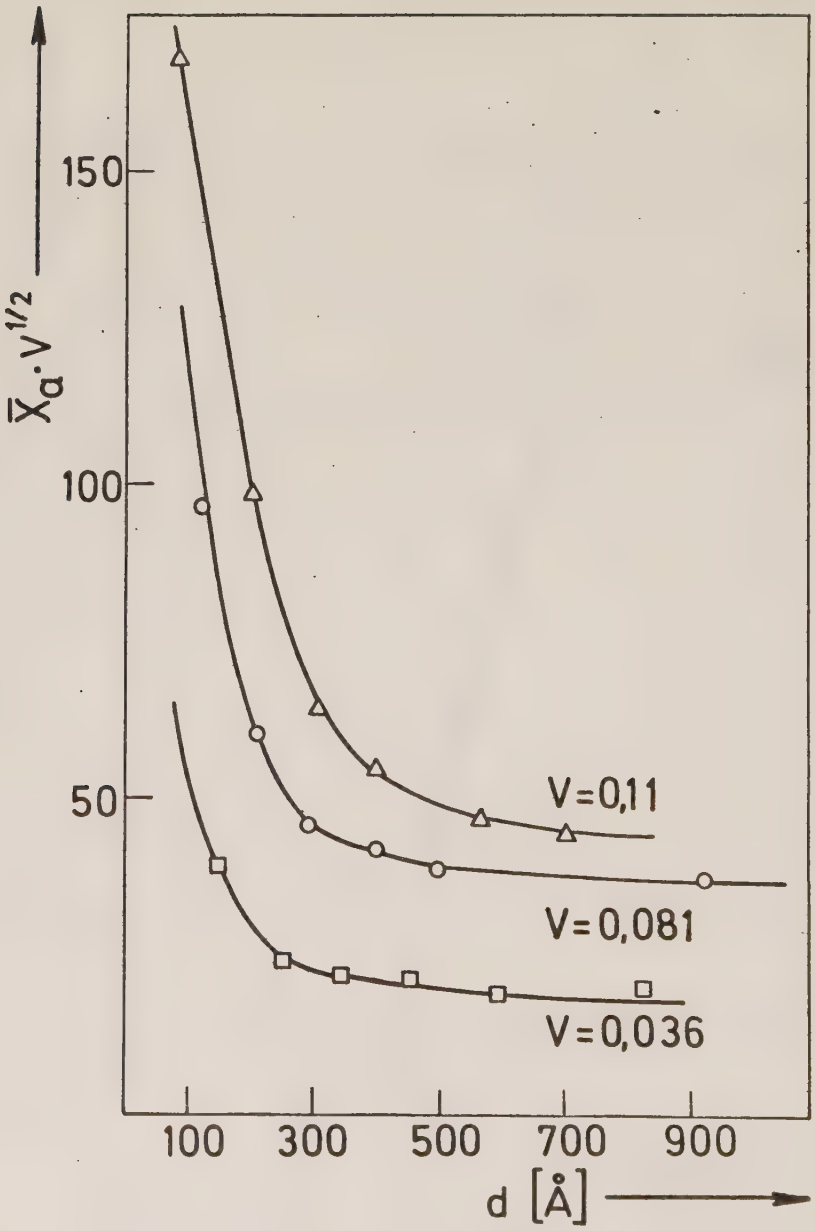


Fig. 25. Experimentelle Ergebnisse für $\bar{\chi}_a \cdot v^{1/2}$ nach Träuble als Funktion von d. v ist für jede Kurve konstant.

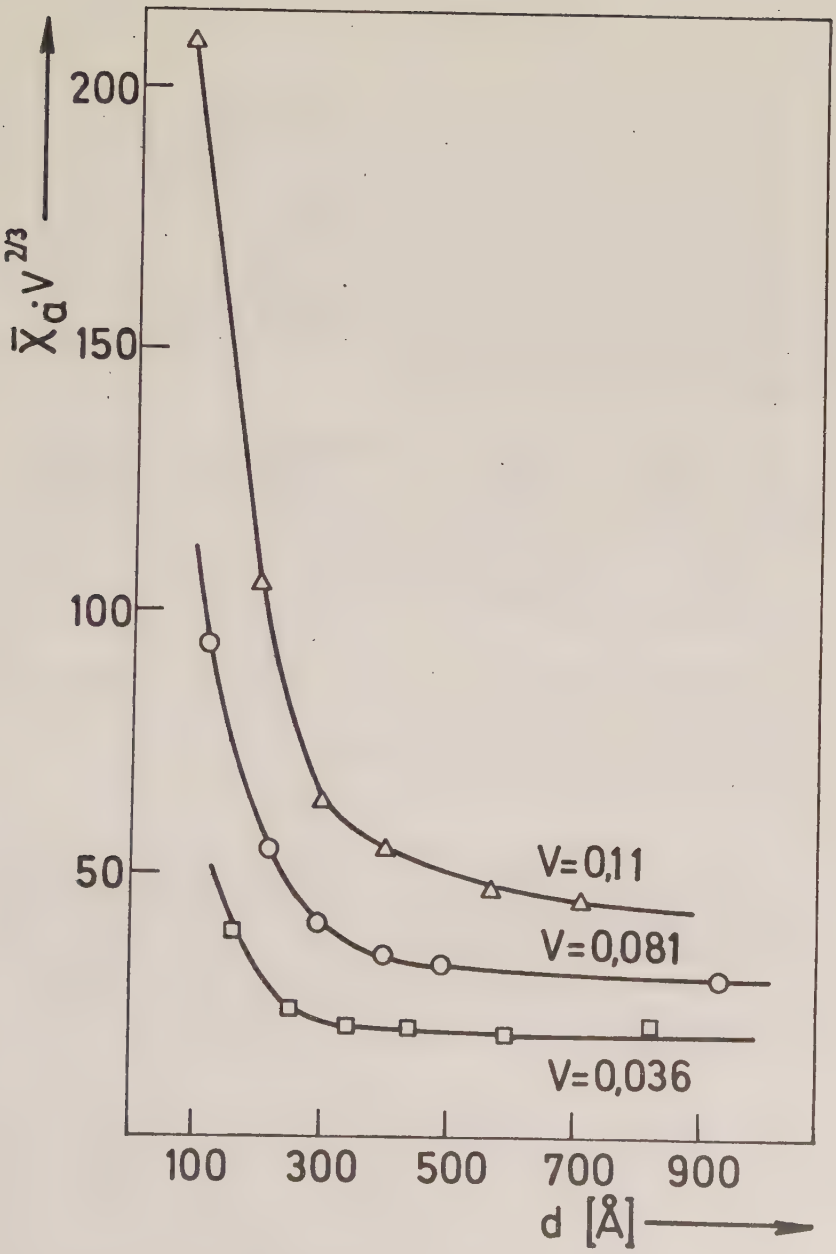


Fig. 26. Experimentelle Ergebnisse für $\bar{\chi}_a \cdot v^{2/3}$ nach Haasen als Funktion von d. v ist für jede Kurve konstant.

abgezogen. $\bar{\chi}_a v^{1/2}$ nach (4.48.) in Fig. 25 und $\bar{\chi}_a v^{2/3}$ nach (4.49.) in Fig. 26 zeigen als Funktion von d etwa den gleichen Verlauf. Für die verschiedenen Volumenbruchteile v fallen die Kurven in dieser Auftragung nicht zusammen. In Übereinstimmung mit Fig. 24 fällt $\bar{\chi}_a$ zunächst monoton bis d=330 Å und wird dann aber konstant. Von ς=1.5 (d=330 Å) bis ς=4 (d=880 Å) wächst $\bar{\chi}_a$ in Fig. 24 um 30%. Ein solcher Anstieg mit d konnte experimentell im entsprechenden Bereich nicht gefunden werden.

Eine größenordnungsmäßige Abschätzung von S_{Tr} (4.45.) mit $\bar{\chi}_a$=200 und $L_v=10^{-3}$cm ergibt $S_{Tr}=1\cdot10^{-2}$. In Anbetracht der Unsicherheiten bei den BW-Geometriefaktoren ist dieser Wert in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Eine entsprechende Abschätzung von S_{Ha} in (4.47) kann wegen des unbekannten numerischen Faktors C_3 nicht sinnvoll durchgeführt werden.

Nach (4.23.) und (4.29.) ist das Produkt $\bar{\chi}_a \bar{H}_C$ unabhängig von n_v bzw. v und proportional zur Reichweite w. Aus Fig. 24 ist damit unmittelbar zu entnehmen, daß $\bar{\chi}_a \bar{H}_C$ mit ς zunimmt.

In Tab.3 ist $\bar{\chi}_a$, $\bar{H}_C$ und $\bar{\chi}_a \bar{H}_C$ für drei Volumenanteile v entsprechend der Auswertung nach TRÄUBLE und der nach HAASEN und LABUSCH zusammengestellt. $\bar{\chi}_a \bar{H}_C$ ist etwa konstant, was auch nicht anders zu erwarten war, da sowohl $\bar{H}_C$ als auch $\bar{\chi}_a$ für größere Teilchendurchmesser konstant werden. In Übereinstimmung mit der Theorie ist festzuhalten, daß $\bar{\chi}_a \bar{H}_C$ unabhängig ist von v.

Tab. 3

		Nach TRÄUBLE			Nach HAASEN und LABUSCH		
V	d [Å]	$\bar{\chi}_a$	$\bar{H}_C$ [A/m]	$\bar{\chi}_a \cdot \bar{H}_C \cdot 10^{-3}$ [A/m]	$\bar{\chi}_a$	$\bar{H}_C$ [A/m]	$\bar{\chi}_a \cdot \bar{H}_C \cdot 10^{-3}$ [A/m]
0.11	86	510	2.7	1.4	925	1.7	1.6
	195	301	14.7	4.4	464	12.5	5.8
	310	205	17.7	3.6	284	16.6	4.7
	400	179	14.3	2.6	240	13.3	3.2
	565	159	19.6	3.1	207	18.5	3.8
	695	153	21.4	3.3	198	20.3	4.0
0.081	120	340	5.2	1.8	502	3.7	1.8
	215	210	16.7	3.5	293	15.4	4.5
	290	162	24.3	3.9	211	23.1	4.9
	395	143	27.6	4.0	183	26.5	4.8
	495	140	29.2	4.1	175	28.1	4.9
	932	130	31.4	4.1	161	30.8	4.9
0.036	156	246	13.9	3.5	359	11.7	4.2
	250	167	23.2	3.9	220	21.9	4.8
	338	155	26.5	4.1	201	25.3	5.1
	445	152	27.5	4.2	196	26.3	5.1
	590	144	27.8	4.0	183	26.6	4.9
	820	146	28.3	4.1	186	27.1	5.0

4.2.3. Zusammenhang zwischen Koerzitivkraft bzw. Anfangssuszeptibilität und ausgeschiedenem Volumenanteil v

Nach TRÄUBLE[2] ist die Abhängigkeit der Koerzitivkraft von der Volumenkonzentration v durch $\bar{H}_C \sim v^{1/2}$ und nach HAASEN[3] durch $\bar{H}_C \sim v^{2/3}$ gegeben. In beiden Fällen ist ein Anstieg von $\bar{H}_C$ mit v zu erwarten. Bei Erfüllung eines dieser beiden Zusammenhänge muß daher das Produkt $\bar{H}_C \cdot v^{-1/2}$ bzw. $\bar{H}_C \cdot v^{-2/3}$ als Funktion von d für die drei gemessenen Volumenanteile eine einzige Kurve ergeben. Wie aus Fig. 22 und 23 ersichtlich, wird diese Forderung durch die experimentellen Ergebnisse in keinem Fall erfüllt. Bei festem d nimmt H_C mit steigender Konzentration sogar ab. Ein solches Verhalten ist ungewöhnlich und steht auch im Widerspruch zu Ergebnissen aus der Literatur[22,23,24]. Eine Korrektur von $\bar{H}_C$ in (4.6.) und (4.18.) auf gleiche Sättigungsmagnetisierung aufgrund der leichten Abnahme von M_s mit steigendem Volumenanteil v (Abschnitt 4.3.2.1.) ist gering. Sie wirkt auch in Richtung auf größere Abnahme von $\bar{H}_C$ mit wachsendem v.

Wahrscheinlich ist diese Konzentrationsabhängigkeit auf eine Änderung der gesamten BW-Geometrie in der Probe mit der Konzentration zurückzuführen. Durch Erhöhung des nichtmagnetischen Volumenanteils wird global Wandenergie gewonnen und die Keimbildung kann beeinflußt werden. Diese beiden Parameter bestimmen aber entscheidend die Bereichsstruktur. Eine Änderung der BW-Fläche ($L_x L_z$) in (4.6.) bzw. der Projektionslänge L_z (4.18.) kann den Einfluß von v überkompensieren. Für die Anfangssuszeptibilität gilt nach (4.22.) $\bar{\chi}_a \sim v^{-1/2}$ und nach (4.28.) $\bar{\chi}_a \sim v^{-2/3}$. Keiner dieser beiden Zusammenhänge wird durch die experimentellen Ergebnisse erfüllt. $\bar{\chi}_a$ nimmt mit wachsendem v zu.

5. Zusammenfassung

Aus einem ausscheidungsfähigen Legierungssystem (Handelsname PE 16) auf FeNi-Basis wurden in einem Zonenschmelzverfahren Einkristalle gezogen, deren Stabachse in der magnetisch weichen ⟨110⟩-Richtung lag. Unterhalb von 860°C scheidet diese Legierung eine zweite Phase aus, die in Form kugelförmiger, spannungsfrei in der Matrix eingebauter Teilchen auftritt. Der ausgeschiedene Volumenanteil v und der Teilchendurchmesser d können durch geeignete Wärmebehandlung definiert variiert werden. Unterhalb von 155 K sind die Teilchen nichtmagnetisch und die Matrix ist ferromagnetisch.

Die Koerzitivkraft H_c und die Anfangssuszeptibilität χ_a wurden als Funktion von d und v gemessen. Da die Stabachse der Proben in einer magnetisch weichen Richtung parallel zum äußeren Feld lag, erfolgt die Magnetisierungsänderung am H_c-Punkt durch Verschiebung von 180°-Bloch-Wänden. Die experimentellen Ergebnisse werden im Rahmen einer Theorie für starre und einer für flexible Bloch-Wände diskutiert.

Die Wechselwirkung der nichtmagnetischen Teilchen in PE 16 mit Bloch-Wänden beruht hauptsächlich auf dem Fremdkörpereffekt. Daraus resultiert eine Wechselwirkungskraft, für die beiden Theorien etwa die gleiche $H_c(d)$-Abhängigkeit ergeben. Die experimentell gefundene $H_c(d)$-Abhängigkeit ist in sehr guter Übereinstimmung mit der aus den Theorien. Der Absolutwert von H_c wird durch die Beziehung für die flexible Wand besser wiedergegeben.

Für $\chi_a(d)$ ist nach der Theorie für d=330 Å ein Anstieg mit d zu erwarten, der nicht gefunden wurde. Nach den experimentellen Ergebnissen verhält sich $\chi_a(d)$ komplementär von v und d.

Die Abhängigkeit von H_C bzw. χ_a als Funktion von v ist mit den theoretischen Beziehungen nicht zu beschreiben, da sich möglicherweise global die Bereichsgeometrie mit v ändert.

6. Literaturverzeichnis

1) B.D.CULLITY, "Introduction to Magnetic Materials", Addison-Wesley Publishing Comp.,Inc. 1972

2) H.TRÄUBLE, in"Moderne Probleme der Metallphysik", Vol.II (Herausgeber: A.Seeger), Springer Verlag 1966, S.157

3) P.HAASEN, Nachrichten der Akademie der Wissenschaften in Göttingen, II.math.-phys.Klasse, Jahrgang 1970,S.1

4) L.J.DIJKSTRA und Ch.WERT; Phys.Rev. 79 (1950) 979

5) D.RAYNOR and J.M.SILCOK; Metal Science J.,4 (1970) 121

6) V.MARTENS, Diplomarbeit Göttingen 1973

7) C.K.CHOW, Diplomarbeit Göttingen 1972

8) R.J.JOSEPH, J.A.P. 37 (1966) 4639

9) E.KNELLER,"Ferromagnetismus", Springer Verlag 1962

10) O.H.KRIEGE and J.M.BARIS,Trans.A.S.M. 62 (1969) 195

11) O.H.KRIEGE and C.P.SULLIVAN, Trans.A.S.M. 61 (1968) 278

12) H.G.BRION, C.K.CHOW, E.NEMBACH, Int.J.Magnetism 5 (1973) 109

13) H.CRAMÉR, Mathematical Methods of Statistics, Princeton University Press 1958

14) K.H.PFEFFER,phys.stat.sol.21 (1967) 857

15) R.C.SHERWOOD, J.P.REMEIKA und H.J.WILLIAMS, J.Appl.Phys. 30 (1959) 217

16) R.LABUSCH, phys.stat.sol. 41 (1970) 659

17) R.LABUSCH, Crystal Lattice Defects 1 (1969) 1

18) H.D.DIETZE, Phys.Kondens.Mat. 2 (1964) 117

19) R.LABUSCH, private Mitteilung

20) H.KRONMÜLLER, in "Moderne Probleme der Metallphysik", Vol.II (Herausgeber A.Seeger), Springer Verlag 1966, S.24.

21) K.SCHRÖDER, phys.stat.sol. 33 (1969) 819

22) A.H.QURESHI, Z.Metallkunde 52 (1961) 799

23) M.NACKEN und W.HELLER, Arch.Eisenhüttenwesen 33 (1960) 153

24) M.NACKEN und J.RAHMANN, Arch.Eisenhüttenwesen 33 (1962) 131

Herrn Professor Dr. P.Haasen danke ich dafür, daß ich diese Arbeit am Institut für Metallphysik anfertigen konnte.

Herrn Univ.-Doz. Dr. E.Nembach bin ich für Anregung und Förderung dieser Arbeit sowie für anregende Diskussionen dankbar.

Herrn Professor Dr. R.Labusch bin ich ebenfalls für zahlreiche anregende Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützte diese Arbeit finanziell.

Lebenslauf

Am 9.September 1944 wurde ich als Sohn des Dr.ing. Herbert Brion und seiner Ehefrau Elfriede, geb. Behrens, in Göttingen geboren. Ich bin mit der Realschullehrerin Barbara Brion, geb. Krischker, verheiratet.

Nach dem Besuch der Grundschule wechselte ich 1955 auf das Felix Klein Gymnasium in Göttingen über und legte dort 1965 die Reifeprüfung am neusprachlichen Zweig ab. Im Sommersemester des gleichen Jahres begann ich mit dem Physikstudium an der Universität Göttingen, wo ich im Februar 1968 die Diplomvorprüfung bestand. Im Institut für Metallphysik der Universität fertigte ich die experimentelle Diplomarbeit "Einfluß hoher Dotierungen auf die Streckgrenze in Germanium" unter Anleitung von Herrn Professor Dr. P.Haasen an und legte im Juli 1970 die Diplomprüfung ab. Seitdem arbeite ich am gleichen Institut an der Dissertation "Einfluß nichtmagnetischer Teilchen auf die Koerzitivfeldstärke und die Anfangssuszeptibilität". Von Mai bis November 1971 hatte ich Gelegenheit, im Rahmen eines Stipendiums vom British Council am Department of Metallurgy der Universität Liverpool zu arbeiten.